

# Formación de Galaxias con Materia Oscura

J. Alberto Vázquez González

Agosto 2005

# Índice general

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1. Introducción</b>  | <b>2</b>  |
| <b>2. ¿Es necesaria la materia oscura?</b>                    | <b>4</b>  |
| 2.1. Materia Oscura en Galaxias . . . . .                     | 5         |
| 2.2. Materia Oscura a Grandes Escalas . . . . .               | 7         |
| <b>3. ¿De qué está hecha la materia oscura?</b>               | <b>10</b> |
| 3.1. Candidatos a Materia Oscura . . . . .                    | 10        |
| 3.1.1. MACHOs . . . . .                                       | 10        |
| 3.1.2. MOND (MODified Newtonian Dynamics) . . . . .           | 12        |
| 3.1.3. Campos Escalares . . . . .                             | 13        |
| 3.1.4. Dimensiones Extras . . . . .                           | 13        |
| 3.1.5. Neutrinos . . . . .                                    | 13        |
| 3.1.6. Modelos de Materia Oscura Fría . . . . .               | 15        |
| <b>4. ¿Materia oscura fría y sin colisiones ?</b>             | <b>16</b> |
| 4.1. WIMPs . . . . .  | 16        |
| 4.2. Neutralino . . . . .                                     | 17        |
| 4.3. Axión . . . . .  | 18        |
| <b>5. Inconsistencias en los fundamentos</b>                  | <b>19</b> |
| <b>6. Alternativas a materia oscura fría y sin colisiones</b> | <b>22</b> |
| 6.1. Materia Oscura Auto-Interactuante (SIDM) . . . . .       | 22        |
| 6.2. Materia Oscura Tibia (WDM) . . . . .                     | 26        |
| 6.3. Materia Oscura Auto- aniquilante (SADM) . . . . .        | 29        |
| 6.4. Materia Oscura Difusa (FCD) . . . . .                    | 33        |
| 6.5. Materia Oscura que Decae (DCM) . . . . .                 | 36        |
| 6.6. Materia Oscura Repulsiva . . . . .                       | 39        |
| <b>7. Determinando la naturaleza de la materia oscura</b>     | <b>44</b> |
| <b>8. Conclusiones</b>  | <b>48</b> |
| <b>A. Glosario</b>  | <b>51</b> |

# Capítulo 1

## Introducción

Uno de los grandes enigmas científicos sin resolver, es la existencia de materia oscura (DM). Esta fue propuesta por primera vez en la década de lo 30's como un componente especulativo del Universo, ahora ya es conocida como un ingrediente vital para el cosmos. Ocho veces más abundante que la materia ordinaria, una cuarta parte de la densidad total del Universo y el componente principal para la formación de estructura en el Universo [1].

Su naturaleza aun se mantiene como un misterio, pero si se asume que está constituida por partículas sub-atómicas que interactúan débilmente, entonces es consistente con las estructuras a gran escala.

Algunas partículas candidatas a materia oscura son discutidas con particular énfasis, como es el caso del neutrino, axión, las WIMPs y el neutralino una partícula predicha por la extensión súper simétrica del Modelo Estándar de física de partículas. Así mismo se incluyen diversos candidatos como lo son: Campos Escalares, Dimensiones Extras, MOND (MODified Newtonian Dynamics), entre otros.

Un modelo que ha llegado a ser la teoría moderna estándar de formación de estructura, es el modelo de Materia Oscura Fría (CDM). Sus predicciones se encuentran en concordancia con los datos a grandes escalas, así como en diversas explicaciones de las propiedades de galaxias. Sin embargo, a pesar de los éxitos de CDM, ha habido preocupaciones en escalas pequeñas debido a que los perfiles de densidad en los núcleos de las galaxias predichos por CDM exhiben un aumento abrupto en la densidad central, en contraste con las curvas de rotación observadas. Otro problema de CDM en pequeñas escalas incluye la existencia de un número muy elevado de halos pequeños en simulaciones, al contrario del número de galaxias pequeñas observadas localmente.

Modificaciones a la teoría, tales como agregar propiedades a las partículas de materia oscura, más allá de interacciones gravitacionales, o simplemente un mejor entendimiento de la física de formación de galaxias, pueden resolver algunos de los problemas. Entre estas modificaciones se encuentran:

- Materia Oscura Auto Interactuante (SIDM).
- Materia Oscura Tibia (WDM).
- Materia Oscura Repulsiva (RDM).
- Materia Oscura Difusa (FDM).
- Materia Oscura Auto Aniquilante (SADM).
- Materia Oscura que Decae (DDM).

## Capítulo 2

# ¿Es necesaria la materia oscura?

Uno de los enigmas más fascinantes en la física, es el problema de la existencia de materia oscura en el universo. La mayoría de los astrónomos, cosmólogos y gente dedicada al estudio de la física de partículas están convencidos de que al menos el 33 % del total de la masa del Universo [2], es algún tipo de materia no-luminosa, la cual es llamada "materia oscura". Sin embargo, a pesar que la existencia de este tipo de materia fue sugerida hace 72 años, aún no se sabe su composición.

Los primeros signos de materia oscura aparecieron en los estudios de los movimientos celestes realizados durante la década de los años 30, del siglo XX. Uno de ellos, encabezado por el astrónomo holandés Jan Hendrik Oort, quien examinó los movimientos de las estrellas en las regiones limítrofes de la Vía Láctea. Oort calculó cuanta masa debía tener la parte interior de la galaxia para mantener a las estrellas sujetas gravitacionalmente en sus órbitas. Luego estimó la masa real de las estrellas interiores, y llegó a un resultado que la hacía un 50 por ciento más pequeña de lo necesario para explicar los movimientos observados.

En 1933, el astrónomo Fritz Zwicky [3] proporcionó la evidencia que la masa luminosa (estrellas) en el cúmulo de Coma, la cual consiste en alrededor de 1000 galaxias, era mucho menor que el total de la masa calculada por el movimiento de las galaxias que la componen. Pero no fue sino hasta 1970 cuando se comenzó a considerar seriamente la existencia de materia oscura.

A pesar de las numerosas contribuciones de docenas de científicos, el tema de la materia oscura no fue muy estudiado sino hasta 1977, cuando el trabajo de investigación de la astrónoma Vera Rubin [4], de la institución de Carnegie en E.U., indicó que las galaxias requieren de una cantidad mucho mayor de masa

que la visible. Ella descubrió esto midiendo la velocidad rotacional del gas cerca del centro de las galaxias (se pensaba que éstas rotan como el sistema solar, en el cual los planetas exteriores rotan más lentamente que aquellos cercanos al centro). De hecho, ella descubrió que la velocidad rotacional de las galaxias espirales no disminuye en las regiones cercanas a sus límites, en la Vía Láctea las estrellas se mueven a través del espacio a 240 km/s aproximadamente, sin importar el lugar en que estén situadas. Las estrellas en el centro de la galaxia y las estrellas lejanas en los brazos de la espiral, parecen moverse a la misma velocidad. Esta velocidad no era la esperada si se calculaba debido a la atracción gravitacional de la materia luminosa.

A pesar que la naturaleza de materia oscura es aún desconocida, su existencia hipotética no es del todo absurda.

La presencia de este tipo de materia en galaxias espirales fue la explicación más plausible para justificar la irregularidad en las *curvas de rotación* de estas galaxias, como se discutirá mas adelante.

## 2.1. Materia Oscura en Galaxias

En el estudio de la dinámica galáctica, se argumenta que en general no es necesario usar la Relatividad General ya que los campos gravitacionales involucrados son tan débiles que la teoría de gravitación de Newton es muy buena aproximación.

Para calcular las velocidades de rotación de las estrellas o nubes de hidrogeno localizadas en las galaxias es suficiente con extrapolar la ley de Newton.

Por ejemplo: para el caso de nuestro sistema solar consideraremos un planeta localizado a una distancia promedio  $r$  al centro del sol. El equilibrio entre la fuerza centripeta y gravitacional esta dado por  $v^2(r)/r = GM(r)/r^2$ , donde  $v(r)$  es la velocidad orbital promedio del planeta y  $M(r)$  es la masa total dentro de la orbita. Por lo tanto

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}. \quad (2.1)$$

Claramente  $v(r)$  disminuye con un incremento en el distancia  $r$ . Para el sistema solar la masa total  $M(r)$  dentro de la orbita está dada principalmente por la masa solar  $M_{\odot}$  que es constante y esta dada por  $M_{\odot} = 1,989 \times 10^{30} kg$ . La credibilidad de esta formula se puede comprobar facilmente, la distancia promedio Sol-Tierra es de alrededor de  $150 \times 10^6 km$ , implicando que  $v = 30 km s^{-1}$ , lo cual es un resultado muy conocido.

En el caso de una galaxia, si su distribución de masa puede ser aproximada como esférica o elíptica, la ecuación (2.1) puede ser usada como una buena estimación. Además si la masa de la galaxia esta concentrada en su parte visible, uno esperaría que  $v(r) \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$  para distancias lejanas al centro de la galaxia.

Por otro lado, los astrónomos por medio del efecto Doppler, observan que la velocidad se mantiene alrededor de  $100 - 200 \text{ km s}^{-1}$ . Así que para largas distancias  $M(r)/r$  es generalmente constante y de igual manera la masa en el interior al radio de la orbita aumenta linealmente con  $r$ . Este fenómeno ha sido observado en alrededor de mil galaxias espirales y en particular en nuestra galaxia, La Vía Láctea. La explicación para este tipo de curvas de rotación (Fig 2.1), es asumir que el disco de la galaxia se encuentra inmerso en un *halo* de materia oscura.



Figura 2.1: Discrepancia mostrada en una galaxia espiral debido a la observación en su materia luminosa (usando segunda ley de Newton) y a la observación en las velocidades de rotación (usando corrimiento al rojo de sus estrellas;línea continua)[7]

La cantidad y la composición de materia y energía en el Universo es de fundamental importancia en cosmología, usualmente los cosmólogos expresan la densidad de masa promedio del Universo  $\rho$ , en unidades de la llamada *densidad crítica*  $\rho_c \approx 10^{-29} \text{ gr cm}^{-3}$  y definen el parámetro de densidad como:

$$\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}. \quad (2.2)$$

Si  $\rho > \rho_c$  ( $\Omega > 1$ ) el Universo se expande hasta alcanzar un máximo y luego se contrae (Universo cerrado). Si  $\rho < \rho_c$  ( $\Omega < 1$ ) el Universo continuará expandiéndose por siempre (Universo abierto). En el caso crítico  $\Omega = 1$ , indica que el Universo tiene una geometría plana [5].

Claramente, la cantidad total de materia en el Universo está determinada por

$$\Omega = \Omega_{lum} + \Omega_{obs} + \Omega_{\Lambda}. \quad (2.3)$$

Donde los parámetros de densidad están relacionados de la siguiente manera:

- $\Omega_{lum}$  -Materia Ordinaria (Radiación, bariones, neutrinos, etc.).
- $\Omega_{obs}$  -Materia Oscura.
- $\Omega_{\Lambda}$  -Energía del vacío y curvatura “*Quintessence*”).

Considerando recientes observaciones de materia luminosa se determina que  $\Omega_{lum} \approx 0,04$ , mientras que análisis en las curvas de rotación implican que  $\Omega_{obs} \approx 0,33$ .

Este análisis implica que la materia oscura es ocho veces más abundante de la materia ordinaria.

## 2.2. Materia Oscura a Grandes Escalas

En 1915 Albert Einstein desarrolló la Teoría General de la Relatividad. Una consecuencia de esta teoría son las llamadas *lentes gravitacionales*. El uso de estas lentes es el método más fiable que confirma nuestras predicciones, en este, los cúmulos de galaxias actúan como lentes que distorsionan la luz emitida por cuásares y galaxias de fondo, esto es debido a la curvatura de la luz por efectos gravitacionales (Fig 2.2).

Dependiendo de la distancia entre la fuente de luz, la Tierra y el objeto deflector de la luz (situado entre ambos), así como de la alineación entre los tres cuerpos y la propia naturaleza del deflector (su masa, luminosidad, etc) los resultados son diversos. Pueden producirse dos o más imágenes del objeto distante emisor de luz, también puede presentarse una amplificación aparente de la intensidad de este.

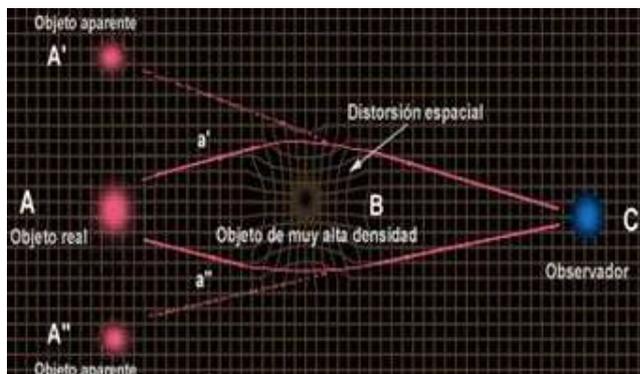


Figura 2.2: Lente Gravitacional. Un objeto de gran densidad produce la curvatura del espacio a su alrededor, lo cual hace que la luz se desvíe. Este efecto nos permite la detección de materia oscura, revelada por las imágenes múltiples de la fuente de luz lejana.[7]

En el caso de un alineamiento preciso pueden producirse los denominados “anillos de Einstein”, o arcos luminosos si esto no es del todo exacto.

Análisis en lentes gravitacionales favorecen el valor de [8]

$$\Omega_{obs} \approx 0,2 - 0,3. \quad (2.4)$$

Además, medidas en la dispersión de velocidades a grandes escalas muestran la gran cantidad de materia oscura [8]

$$\Omega_{obs} \approx 0,3. \quad (2.5)$$

De hecho, argumentos teóricos predicen  $\Omega = 1,04 \pm 0,05$  [2, 9, 10], un Universo plano, y por lo tanto grandes cantidades de materia oscura.

## Capítulo 3

# ¿De qué está hecha la materia oscura?

Hoy en día existen observaciones que muestran la evidencia de materia oscura, esta no solo se agrupa con la materia estelar formando halos galácticos, si no que también existe como densidad de fondo en el Universo entero. Además, el problema no solo es explicar las curvas de rotación, también es descifrar la naturaleza de este tipo de materia. La búsqueda de esta solución proporciona una importante relación entre los físicos de partículas y los cosmólogos, esto es debido a que partículas elementales son candidatos viables a materia oscura en el Universo. Estas partículas son necesarias para explicar la formación de estructura.

Revisemos los posibles candidatos a materia oscura.

En particular, notamos que objetos bariónicos pueden ser componentes de la materia oscura, pero se necesitan más candidatos. Afortunadamente la física de partículas ofrece varios candidatos para este tipo de materia. Sin embargo el Modelo Estándar de partículas e interacciones no incluye partículas no bariónicas que puedan contribuir a la materia oscura, varias extensiones de este modelo si las tienen.

### 3.1. Candidatos a Materia Oscura

#### 3.1.1. MACHOs

Puesto que la materia ordinaria es bariónica, la posibilidad más simple es asumir que también esta es la composición de la materia oscura. Los principales candidatos son los cuerpos astrofísicos conocidos como MAssive Compact Halo Objects (MACHOs), como es el caso de estrellas de neutrones, enanas café, objetos tipo jovianos, hoyos negros, etc.

Por ejemplo: Si un objeto del tipo MACHO pasara entre la tierra y una estrella perteneciente a una galaxia vecina, tal como la Gran Nube de Magallanes, entonces el campo gravitacional del MACHO desviará la luz de la estrella distante, la dirigirá y enfocará hacia nuestros telescopios. De esta manera se apreciará un aumento en el brillo de la estrella durante el corto periodo de tiempo que tarda en pasar el MACHO por delante de esta, fenómeno al que se le ha dado el nombre de “micro lente” [5, 6] (Fig 3.1).

MACHOs detectados por microlentes

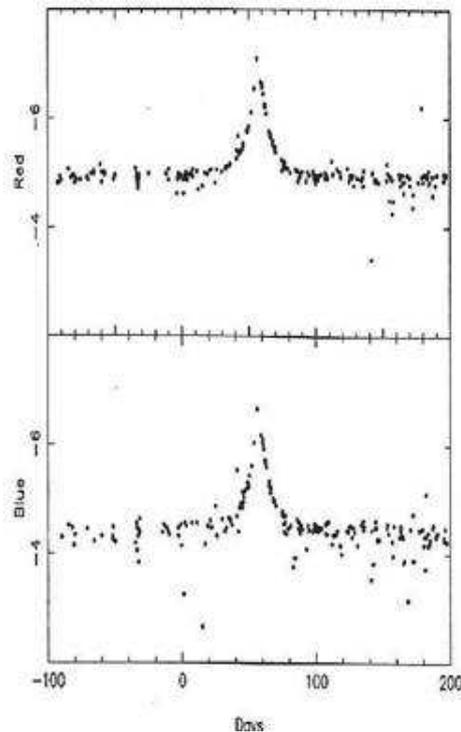


Figura 3.1: Curvas de luz para una estrella localizada en la Gran Nube de Magallanes. El eje  $x$  se encuentra en días con un origen arbitrario, mientras que el eje  $y$  muestra el brillo de la estrella en luz roja y luz azul (las unidades verticales son las escalas de magnitud)[5, 6].

La figura 3.1 muestra que:

- El brillo aparece una vez, en lugar de ser periódico, lo cual excluye una clase de estrellas binarias.

- Es el mismo en luz roja que en azul, mientras que las estrellas variables brillan a diferentes longitudes de onda.
- La forma simétrica de las curvas de luz corresponde a lo esperado, como si algo “invisible”, estuviera pasando frente a la estrella.

Dependiendo de la masa del MACHO y de su distancia a la Tierra, el periodo de aumento en el brillo puede durar días, semanas o meses. El tiempo de aumento del brillo si un planeta pasara es de 1/2 hora, para una enana café 3 semanas, mientras que para una enana blanca es de alrededor de 5 semanas.

Resultados preliminares de la búsqueda de MACHOs mediante efectos de lentes gravitacionales indican que un halo estándar tiene una fracción de masa no mayor que el 0.66 % de MACHOs con masa menor que 0.1 masas solares al 95 % de nivel de confianza.

Por otro lado, el escenario de la núcleo-síntesis explica el origen de los elementos después del bin-bang tomando en cuenta las abundancias de helio, deuterio y litio, limitando al número de bariones que pueden existir en el Universo [9, 11], llamado

$$\Omega_{barion}h^2 = 0,0214 \pm 0,0020.^1. \quad (3.1)$$

Esta densidad es claramente pequeña comparada con la cantidad de materia oscura en el Universo (2.5), por tanto materia no-bariónica es necesaria en el Universo.

De igual manera el equipo del astrofísico Dennis Zaritsky del Observatorio de Lick - California, estudiando la masa del halo de nuestra galaxia y usando la dinámica intergaláctica entre la Vía Láctea y sus galaxias satélites, llegó a la conclusión de que las propiedades atribuidas a los MACHOs son incompatibles con la dinámica de las galaxias espirales. Por lo tanto, la materia oscura no puede estar compuesta de MACHOs, lo que al parecer excluye definitivamente a estos candidatos.

### 3.1.2. MOND (MODified Newtonian Dynamics)

En 1983, Mordehai Milgrom propone que la teoría newtoniana de la gravedad debe ser modificada para aceleraciones pequeñas ( $a_0 \approx 1,2 \pm 0,1 \times 10^{-10}ms^{-2}$ ) [12, 15], y que la física de Newton es una buena aproximación sólo para aceleraciones mayores que  $a_0$ .

---

<sup>1</sup>Donde  $h = 0,72 \pm 0,08$

Asombrosamente, tal modificación le permite explicar muchos de los datos observados sin recurrir (en la mayoría de los casos) a postular materia oscura no-bariónica, e incluso explica el origen de varias cantidades astrofísicas (de la dinámica galáctica) obtenidas empíricamente dentro de un marco teórico unificado. Su rango de aplicabilidad y éxito es muy amplio: desde las galaxias enanas esferoidales hasta supercúmulos galácticos.

MOND no es una teoría basada en principios fundamentales, ya que no se deduce de ninguna teoría conocida, sino que es una propuesta fenomenológica que busca sus bases en nuevas teorías, en nueva física.

En noviembre del 2002, datos del satélite Chandra [17], proporcionaron la evidencia que se interpreta como desfavorable a la MOND y favorable para la hipótesis de la existencia de materia oscura: la "forma y orientación" de una nube de gas caliente que rodea a una galaxia estudiada por el satélite no puede ser explicada de otra forma que no sea la existencia de materia oscura fría [13, 14] (que posee velocidades lentas y portanto es no relativista). Sin embargo, los defensores de la MOND argumentan que los datos también parecen poner a la materia oscura fría en problemas, por lo que aún no es claro si MOND ha dejado de ser una hipótesis viable.

### 3.1.3. Campos Escalares

Tanto en el modelo estándar de la física de partículas (MEFP) como en la mayoría de las teorías que tratan de extenderlo, se predice la existencia de campos escalares (spin cero): el bosón de Higgs (que le da masa a las partículas), el Inflatón (postulado en muchos modelos inflacionarios como el causante del período de expansión súper lumínica por el Universo temprano), el Dilatón (postulados por todas las teorías de Supercuerdas), etc.. Sin embargo, hasta la fecha, tales campos no han sido detectados por algún experimento.

En caso de existir, tal campo escalar ocuparía todo el Universo, sería omnipresente. Aunque tales campos se postulan como posibles candidatos para la energía oscura, también es posible postular variedades y combinaciones de éstos, tales que sirvan como modelos de materia oscura. Existen modelos de un campo escalar (oscilación [18]) que sirve como inflatón y también como materia oscura. Es decir, si se postula la existencia de un campo escalar con ciertas propiedades es posible explicar las curvas de rotación de todas las galaxias estudiadas, y también solucionar, de manera exitosa, una serie de problemas referentes a la formación de galaxias.

El problema de la existencia del campo escalar, dentro del MEFP, es que si es fundamental (no está compuesto por otras partículas) es bastante inestable, y teóricamente no serviría para nada; por tanto, hay que usar campos escalares

compuestos (condensados fermiónicos, teoría de Technicolor, etc.) o usar aquellos escalares predichos por las nuevas teorías que extienden al MEFP y que no tienen problemas

### 3.1.4. Dimensiones Extras

Recientemente se han propuesto modelos cosmológicos basados en la idea de las branas, los mundo-branas (World-branes)[19], en los cuales se postula que nuestro Universo está inmerso en un sub-espacio de (3+1)-dimensiones, una 3-brana, la cual a su vez está inmersa en un espacio de mayor dimensión. Así, la “materia” que existe “afuera” de nuestro Universo, “afuera” de nuestra 3-brana, es materia oscura, que se hace sentir a través de su influencia gravitacional.

### 3.1.5. Neutrinos

Los únicos candidatos de los cuales se conoce su existencia. Los neutrinos son leptones, no interactúan fuertemente, tienen carga cero y spin 1/2.

En el Modelo Estándar existen tres familias o sabores de (left handed) neutrinos  $\nu_L$ , cada uno asociado con su leptón. En este, los neutrinos estrictamente no poseen masa, debido a la no existencia de neutrinos  $\nu_R$  (right-handed) que puedan combinarse con  $\nu_L$  y formar la llamada masa de Dirac a través de sus interacciones con el doblete de Higgs.

Sin embargo, varias extensiones del Modelo Estándar permiten que los neutrinos tengan masa. Este es el caso de la Gran Teoría Unificada, donde por ejemplo, las interacciones fuertes SU(3) y las interacciones electro débiles SU(2) x U(1) son tratadas como un solo componente e.g SO(10) o  $E_6$ , entonces  $\nu_R$  aparece de forma natural. Además, en años recientes, observaciones solares y atmosféricas indican que un sabor puede cambiar a otro. Notablemente, este es un proceso cuántico (oscilaciones del neutrino) el cual solo ocurre si el neutrino posee masa. Experimentos en el SuperKamiokande en Japón indican que la diferencia de masas entre el neutrino del muón y la del neutrino tau es del orden de 0.05 eV. Si la masa del neutrino  $m_\nu \approx 30eV$ , ellos podrían contribuir significativamente a la materia oscura no-bariónica en el Universo. Actualmente su número de densidad es similar al de los fotones, en particular

$$n_\nu = \frac{3}{11}n_\gamma. \quad (3.2)$$

Más aún, el número de densidad de los fotones se obtiene de manera muy exacta de las mediciones en la radiación cósmica de fondo. La temperatura actual  $T \approx 2,725K$  implica  $n_\gamma \approx 410,5cm^{-3}$ , uno puede calcular la densidad de masa del neutrino  $\rho_\nu = mas_{tot}n_\nu$  donde  $mas_{tot}$  es básicamente la masa total debida a todos los sabores del neutrino.

Por lo tanto

$$\Omega_\nu \approx \frac{m_\nu s_{tot}}{30eV}. \quad (3.3)$$

Claramente, neutrinos con  $m_\nu < 1eV$  no resuelven el problema de materia oscura, pero con neutrinos  $m_\nu \approx 10eV$  obtendríamos  $\Omega \approx 0,3$  que si lo resuelve [11]. Desafortunadamente, detectar estos neutrinos en el laboratorio no es tan sencillo debido a las pequeñas energías que involucran.

Sin embargo existe una evidencia significativa en contra de los neutrinos como formadores de materia oscura. Los neutrinos de este tipo se denominan materia oscura “caliente”, debido a que se mueven con velocidades relativistas al momento en que las galaxias se forman, por esto, la materia oscura “caliente” no puede reproducir correctamente las observaciones en la estructura del Universo, un Universo que este dominado por estos neutrinos formaría grandes estructuras primero, mientras que las pequeñas se formarían después por fragmentación de los grandes objetos, esto es incompatible con las presentes ideas sobre la evolución de las galaxias.

### 3.1.6. Modelos de Materia Oscura Fría

Por más de una década, varios cosmólogos favorecen un modelo alternativo, en el cual las partículas elementales que dominan son de larga vida, frías y que no colisionan [16].

Larga vida significa que el tiempo de vida debe ser comparable con la edad presente del universo, alrededor de 14 billones de años.

Fría significa que las partículas son no relativistas al inicio de la época de materia dominante y por tanto estos pueden agruparse gravitacionalmente. Debido a que el agrupamiento ocurre a escalas más pequeñas que el *horizonte de Hubble* y el horizonte de Hubble en la época dominada por la materia era mucho más pequeño que hoy en día. Los primeros objetos que se formaron - grupos o halos de materia oscura - eran mucho mas pequeños que la Vía Láctea y mucho menos masivos. Como el Universo se expandió y el horizonte de Hubble creció, varios de los primeros halos surgieron y formaron estructuras a gran escala. El resultado es la jerarquía de estructura alcanzando hasta varios órdenes de magnitud en volumen y masa, en concordancia con lo observado.

Sin colisión significa que la sección transversal de interacción entre partículas (materia oscura y materia ordinaria) es muy pequeña, tanto que puede ser despreciable para densidades encontradas en halos de materia oscura. Las partículas están sujetas gravitacionalmente a otras y viajan sin impedimentos en órbitas de halos con un amplio espectro de excentricidades.

## Capítulo 4

# ¿ Materia oscura fría y sin colisiones ?

Materia oscura fría y sin colisiones ha sido favorecida por varias razones:

Primero, simulaciones numéricas en la formación de estructura con materia oscura fría y sin colisión están de acuerdo con la mayoría de las observaciones de estructura.

Segundo, para una subclase especial conocida como WIMPs (partículas masivas con interacciones débiles), existe una explicación natural de porque tienen el requisito de abundancia.

### 4.1. WIMPs

Como ya se mencionó, las WIMPs son candidatas a materia oscura. Estas partículas solo interactúan gravitacionalmente con la materia bariónica. Son una variedad de partículas predichas por las teorías de gran unificación supersimétricas, la mayoría de las mismas inestables, a excepción del neutralino. Estas se encontraban en equilibrio térmico en las primeras trillonesimas partes de segundo después del big-bang, cuando la densidad y la temperatura era muy elevada, después abandonaron el equilibrio con una concentración que simplemente se predice por su sección transversal de aniquilación.

El proceso es el siguiente: cuando la temperatura  $T$  del Universo era mayor a la masa de las WIMPs, el número de densidad de las WIMPs era aproximadamente igual al de los fotones  $n_{WIMP} \propto T^3$  [5], las WIMPs se aniquilaban con sus propias antipartículas formándose partículas más ligeras y viceversa. Cuando la temperatura disminuyó por debajo de la masa  $m$  de las WIMPs, y su número de densidad decayó exponencialmente como  $n_{WIMP} \propto e^{-m/T}$ , solo

una pequeña fracción de partículas ligeras tuvieron la suficiente energía cinética para crear WIMPs. Como consecuencia de esto, la rapidez de aniquilación de WIMPs decayó por debajo de la velocidad de expansión del Universo, hasta llegar a un punto, en el cual las WIMPs no se podían aniquilar y por tanto su densidad se mantiene constante. Siguiendo estos argumentos, la densidad de las WIMPs puede ser calculada con el siguiente resultado [20, 24]:

$$\Omega_{WIMP} \cong \frac{7 \times 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{an} v \rangle}. \quad (4.1)$$

Donde  $\sigma_{an}$  es la sección transversal total de aniquilación de un par de WIMPs en el Modelo Estándar,  $v$  es la velocidad relativa entre dos WIMPs, y el numerador se obtiene usando el valor de la temperatura de la radiación cósmica de fondo, la constante de Newton, etc. Como se esperaba, la densidad de WIMPs disminuye conforme aumenta la sección transversal de aniquilación.

Ahora podemos entender porque los WIMPs son buenos candidatos a materia oscura. Si una nueva partícula con interacciones débiles existe en la naturaleza, su sección transversal será  $\sigma \approx \alpha^2/m_{debil}^2$ , donde  $\alpha \cong O(10^{-2})$  es la constante de acoplamiento débil y  $m_{debil} \cong O(100 \text{GeV})$  es del orden de la masa de W, la cual esta asociada al grupo SU(2) del Modelo Estándar. Además uno puede obtener  $\sigma \sim 10^{-9} \text{GeV}^{-2}$ , y en temperaturas muy bajas  $v$  es muy cercana a la velocidad de la luz, por tanto  $\langle \sigma_{an} v \rangle \cong 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ . Si las partículas interactúan a través de fuerzas débiles, para la sección transversal de la fuerza débil, el valor esperado de la densidad de masa hoy en día se encuentra en el rango que abarca de 20-30 % del total de densidad de energía del universo, como lo observado.

Una tercera razón para favorecer a la materia oscura fría y sin colisión, es que existen candidatos con intereses específicos en los modelos de física fundamental.

## 4.2. Neutralino

Un candidato es el neutralino, una partícula que surge en los modelos con súper simetría [21].

Súper simetría, un aspecto fundamental de las teorías de supergravedad y supercuerdas, requiere un (aún no observado) bosón para cada fermión conocido y un fermión para cada bosón conocido. Si la súper simetría existiese hasta hoy, las parejas tendrían la misma masa. Pero, debido a que la súper simetría se rompe espontáneamente a altas temperaturas en el universo temprano, hoy las masas son distintas. También, muchas de las partículas súper simétricas son inestables y decaen muy rápido después del rompimiento de simetría. Sin

embargo, existe una partícula (Neutrino -con masa del orden de 100 GeV) que su simetría impide que decaiga. En los modelos más simples, estas partículas son eléctricamente neutras e interactúan débilmente - candidatos ideales para WIMPs.

Sí la materia oscura consiste de neutralinos, grandes y sensibles detectores podrían detectar su paso a través de las vecindades de nuestro sistema solar, y en particular en nuestro planeta tierra.

### 4.3. Axión

Otro candidato interesante es el axi3n, una partícula neutra y muy ligera, importante en suprimir violaci3n de CP en las teorías unificadas. Los axi3nes que se produjeron en el Big-Bang nunca estuvieron en equilibrio térmico (estos inmediatamente forman condensados de Bose que pernean el Universo), y por lo tanto son siempre no-relativistas (materia oscura fría CDM).

Los axi3nes son partículas con spin cero, carga cero, asociados al rompimiento espontáneo de simetría del grupo U(1) Peccei-Quinn. A pesar de que los axi3nes son partículas sin masa a niveles clásicos, pueden obtener una pequeña masa por efectos no perturbativos. La masa del axi3n  $m_a$  y su acoplamiento con la materia  $g_a$  son proporcionales a  $1/f_a$ , donde  $f_a$  es la constante de decaimiento que esta relacionada con el rompimiento de simetría. En particular, el acoplamiento de un axi3n con dos fermiones de masa  $m_f$  esta dado por  $g_a \sim m_f/f_a$ , así mismo  $m_a \sim \Lambda_{QCD}^2/f_a$ [20].

$$m_a \sim 10^{-5} eV \times \frac{10^{12} GeV}{f_a}. \quad (4.2)$$

La supernova SN1987 impuso el límite  $f_a \geq 10^9 GeV$ . Por otro lado, oscilaciones coherentes del axi3n alrededor del mínimo de su potencial pueden dar una importante contribuci3n a la densidad de energía del Universo, la condici3n  $\Omega \approx 1$  impone un límite inferior a la masa del axi3n implicando  $f_a < 10^{12} GeV$ . De la combinaci3n de ambas constricciones obtenemos

$$10^{12} GeV \geq f_a \geq 10^9 GeV. \quad (4.3)$$

El límite inferior implica una constante de acoplamiento muy pequeña entre el axi3n y la materia ordinaria y por tanto un largo tiempo de vida media, varios órdenes mayor a la edad del Universo.

El límite superior implica que  $m_a \sim 10^{-5} eV$  si los axi3nes son un componente significativo de materia oscura.

## Capítulo 5

# Inconsistencias en los fundamentos

El modelo estándar, combinado con la idea de materia oscura fría, sin colisiones, puede ser puesto a prueba a diferentes escalas físicas. Las escalas mayores (miles de Mpc) son vistas en su radiación cósmica de fondo, las medidas en la distribución de energía y materia son hechas cuando su distribución era ligeramente uniforme y no había estructura.

Después vienen las mediciones de estructura a gran escala vistas en la distribución de una gama de galaxias desde varios miles de Mpc hasta varios Mpc. En estas escalas, las observaciones y la teoría son consistentes inspirando gran confianza en un panorama general.

Sin embargo, en escalas más pequeñas, desde un Mpc hasta escalas de galaxias (kpc) y más abajo, existe confusión, o los resultados de las pruebas son inciertos o indican un desacuerdo con lo esperado por la teoría. Estas aparentes contrariedades comenzaron hace varios años y no ha surgido ningún consenso de si esto representa un problema real. La gran parte de teóricos, creen que si existiese un problema, este es debido a nuestra vaga idea acerca de la naturaleza de materia oscura más que un problema con el panorama global dado en concordancia con los modelos.

Debería haber más incertidumbre en objetos más pequeños que son relativamente más cercanos, debido a que:

Primero, en escalas grandes la gravedad gobierna, por tanto el entendimiento de nuestras predicciones involucra solo cómputo muy simple basado en las leyes de la gravedad de Newton y Einstein. En escalas más pequeñas, las complejas interacciones hidrodinámicas de materia densa y caliente deben ser incluidas.

Segundo, las fluctuaciones en grandes escalas son muy pequeñas y existen métodos de cómputo correctos para tales cantidades, pero en escalas de galaxias, las interacciones físicas de la materia ordinaria y la radiación son demasiado complejas. Se requiere de simulaciones en súper cómputo, sin embargo estas no son del todo fiables o reproducibles de un investigador a otro.

Como varios problemas han surgido, se necesitan avances en las observaciones y en las aseveraciones teóricas [22, 23].

Simulaciones numéricas basadas en CDM predicen:

1. Una sobre producción en sub-estructuras galácticas (galaxias pequeñas, irregulares, enanas esferoidales) giran alrededor dentro de unidades más grandes, lo cual no se observa en el Universo; también predice la existencia de cúmulos de estrellas en regiones del espacio intergaláctico, lo cual tampoco se observa.
  - a) El número de halos esperados varía violentamente como el inverso de la masa, así varios sistemas de enanas, similares a nuestra compañera la nube de Magallanes, deberían encontrarse más lejos.
  - b) El efecto de lentes en pequeños halos, debe ser evidente en la distribución de brillo de múltiples imágenes de una galaxia dada, pero la evidencia actual es inconclusa.
  - c) En los halos pequeños que giran en los alrededores de la Vía Láctea y otros sistemas, debería abultarse el ancho de los discos delgados en las galaxias normales por más de lo observado.
2. Los perfiles de densidad de los halos de materia oscura deberían exhibir un “pico”, en el núcleo, en el cual la densidad aumenta abruptamente conforme la distancia decrece al centro, en contraste con las regiones centrales de varios sistemas observados (todas las galaxias hubiesen colapsado hacia hoyos negros desde hace mucho tiempo).
  - a) Cúmulos de galaxias, como los observados en los estudios de lentes gravitacionales, tienen menos cúspides en los núcleos que los encontrados en modelos computacionales de halos masivos de materia oscura.
  - b) Galaxias espirales ordinarias, como la nuestra, tienen mucho menos materia oscura de la esperada en sus partes internas, como algunos sistemas de superficie de bajo brillo.
  - c) Galaxias enanas, como nuestros compañeros, Sculptor y Draco tienen densidades aproximadamente uniformes en sus núcleos, en contraste con el pico en los perfiles de densidad.
  - d) Simulaciones hidrodinámicas producen discos de galaxias demasiado pequeños y con momento angular muy pequeño comparado con las observaciones.

- e) Varias superficies de brillo en galaxias espirales exhiben barras que rotan, las cuales son normalmente estables solo si la densidad en el núcleo es más pequeña que la predicha.

Considerando el punto 1. La explicación es que los halos tienen un potencial central menor o comparable con la energía de ionización del hidrogeno que no puede mantener el gas foto-ionizado y formar estrellas. Así estos son efectivamente invisibles y no serian contados por los observadores. Una conclusión razonable es que la distribución observada en la fracción de brillo puede ser debida a los efectos que producen otros halos pequeños.

El segundo conjunto de objeciones, basadas en el pico de densidad en las partes internas de la materia oscura fría y sin colisión, son observacionalmente un poco mas fuertes (2a)-(2e). Existen definitivamente varios sistemas que no muestran los perfiles abruptos o la elevada concentración de masa en las partes internas del núcleo.

Pueden no ser discrepancias al menos para halos de masa mas pequeña debido a que la materia oscura fría sin colisión realmente no presenta cúspides en las partes interiores del núcleo para tales sistemas. Simulaciones de materia oscura deberán ser desarrolladas antes de que se pueda estar seguro acerca de si (2a)-(2c) es un problema serio o no.

Por otro lado, el gran momento angular de los discos galácticos y la preponderancia de las galaxias barradas es difícil de explicar. En general, la evidencia hasta la fecha, indica que hay una discrepancia entre las predicciones de altas densidades y las observaciones en las partes internas de los halos con densidades bajas de materia oscura, en la amplia gama desde cúmulos gigantes de galaxias ( $M \geq 10^{15} M_{\odot}$ ) hasta los más pequeños sistemas de enanas observados ( $M < 10^9 M_{\odot}$ ).

Varias ideas han sido planteadas para resolver las discrepancias aparentes.

Puede ser un proceso dinámico que ocurre a través de la interacción entre materia oscura y la materia bariónica cerca del núcleo, que puede reducir las concentraciones centrales de materia oscura. Estas propuestas, aún cuando parezcan ingeniosas, se esfuerzan y los mecanismos físicos a los que recurren tenderían a dispersar el viejo y denso bulto o componente esferoidal en una manera consistente con las observaciones. Sin embargo, las predicciones teóricas del pico en los perfiles de densidad no son tan certeras como se hubieran supuesto.

## Capítulo 6

# Alternativas a materia oscura fría y sin colisiones

Las posibles discrepancias entre la teoría y las observaciones han motivado a nuevas propuestas para la naturaleza de materia oscura. Cada variación en las propuestas de la materia oscura fría y sin colisiones estándar (CDM) tienen dos propiedades: (1) puede resolver algunos o todos los problemas descritos anteriormente, y (2) dirige a una predicción adicional que la distinguiría de las demás alternativas. Una lista no exhaustiva de ejemplos es la siguiente:

### 6.1. Materia Oscura Auto-Interactuante (SIDM)

Se propone que las inconsistencias con el panorama estándar pueden ser aliviadas si la materia oscura fría es auto interactuante con una gran sección transversal de dispersión pero con aniquilación o disipación despreciable. La gran sección transversal de dispersión puede ser debida a fuertes interacciones de corto rango, similares a la dispersión neutrón-neutrón a bajas energías, o a interacciones débiles mediadas por el intercambio de partículas ligeras. Dependiendo de las interacciones y del camino libre medio, el requisito de masa para la materia oscura se encuentra en el rango de 1 MeV hasta 10 GeV.

Para propósitos de esta alternativa, los efectos dispersivos de dos cuerpos son importantes, así o interacciones repulsivas o atractivas son posibles. El intercambio de partículas debe ser demasiado masivo para que ellas no radien por dispersión de partículas de materia oscura en el halo.

Carlson, Machacek & Hall [25] sugirieron un modelo de materia oscura auto-interactuante en el cual las partículas de materia oscura son tibias en

lugar de frías. Su modelo asumía que la materia oscura mas la materia ordinaria suman la densidad critica predicha por la cosmología inflacionaria. Su propósito era reducir el espectro de potencias en escalas de 10 Mpc en el espectro de masa de materia oscura como se requiere si la normalización de este esta en desacuerdo con las fluctuaciones medidas por el satélite COBE.

Subsecuentemente, de Laix señaló que la alteración no se puede ajustar simultáneamente al espectro de potencias del IRAs y a las propiedades observadas por las galaxias. Sin embargo la propuesta de hacerlas auto-interactuantes no cambia la estructura en escalas de 10 Mpc si no que solamente en escalas de 1 kpc, por tanto el modelo de SIDM satisface las restricciones que surgieron por de Laix [26].

Para ser mas especifico, se sugiere que las partículas de materia oscura deban tener un camino libre medio de entre  $\sim 1\text{kpc}$  hasta 1 Mpc en los radios solares de una galaxia típica (densidad promedio  $0,4\text{GeV}/\text{cm}^3$ ). Para una partícula de masa  $m_x$  esto implica una dispersión elástica con sección transversal [27]:

$$\sigma_{XX} = 8,1 \times 10^{-25} \text{cm}^{-2} \left( \frac{m_x}{\text{GeV}} \right) \left( \frac{\lambda}{1\text{Mpc}} \right)^{-1}. \quad (6.1)$$

Similar a un hadrón ordinario. Si las partículas de materia oscura se dispersan a través de interacciones fuertes similares a la dispersión de baja energía neutrón-neutrón, entonces la sección transversal es  $\sigma = 4\pi a^2$ , donde  $a$  es la longitud de dispersión. Para neutrones, la longitud de dispersión es más que 100 veces su longitud de onda de Compton. Usando la estimación  $a \approx 100 f m_x^{-1}$ , obtenemos

$$m_x = 4 \left( \frac{\lambda}{1\text{Mpc}} \right)^{1/3} f^{2/3} \text{GeV}. \quad (6.2)$$

Del mismo modo la auto interacción puede ser débil pero de largo alcance, como en el caso del intercambio de un *vector bosónico* ligero de masa  $m_y$ , en dicho caso la sección transversal es  $\sigma \approx \alpha_y m_x^2 / m_y^4$ . La masa del boson vector debe ser demasiado grande de tal manera que no haya disipación cuando las partículas de materia oscura se dispersan; esto requiere que  $m_y > 450\text{eV}(m_x/\text{GeV})(v/200\text{km/s})^2$ , donde  $v$  es la velocidad típica de las partículas de materia oscura en el halo. Esta escala de masa para  $m_y$  corresponde a una fuerza que es de corto rango comparada con el espacio entre partículas de materia oscura (alrededor de 1 cm en el halo). Por tanto, en este análisis solo se necesita considerar dos cuerpos interactuando. Si  $m_y = g m_x$  y  $\alpha_y = O(1)$ , entonces la máxima cantidad de materia oscura es

$$m_x < 80 \left( \frac{\lambda}{1\text{Mpc}} \right)^{1/3} g^{-4/3} \text{MeV} \quad (6.3)$$

Después de lo expresado en las relaciones de arriba, no hay restricciones significativas de como pueden ser las partículas ligeras de materia oscura. La fuerte auto interacción puede ocurrir si la materia oscura consiste de partículas con una carga global conservada (tales como un número de *bariones escondidos*) interactuando a través de grupos de norma escondidos (e.g. colores escondidos), esto es, si la norma del grupo se rompe entonces las partículas experimentan interacciones fuertes.

**¿Cómo el camino libre medio de las partículas de materia oscura afecta la astrofísica?.**

Las interacciones entre partículas solamente alteraron la evolución de la materia oscura fría cuando las densidades inhomogéneas eran grandes, la radiación cósmica de fondo (CMB) y las mediciones del espectro de potencias a gran escala no son sensibles a las auto- interacciones. Mientras que la materia oscura sea fría, esta se colapsará y formará un halo ligado a pesar de sus propiedades de colisiones. Si el camino libre de este tipo de materia fuera mucho mayor que  $\sim 1$  Mpc, las partículas típicas no experimentarían alguna interacción en sus movimientos a través del halo. En este régimen, se formarían halos de materia oscura tri axiales con núcleos densos debido al colapso gravitacional.

Por otro lado, si el camino libre medio de la materia oscura es mucho mas pequeño que 1 kpc, entonces la materia oscura se comportará como un gas colisionante y este alterará la evolución del halo significativamente. La materia oscura chocará, esto calentará la baja entropía del material, que usualmente se colapsaría para formar un núcleo, y produciría perfiles de densidad menos profundos. Debido a que las colisiones tienden a hacer la distribución de velocidades isotrópicas, el halo no puede ser triaxial y solamente será elíptico si se aplana por una rotación significativa. Si la materia oscura no se disipa, entonces se formarían halos oscuros con poco momento angular, y por tanto todos los halos serán casi esféricos.

Observaciones de cúmulos de Galaxias en rayos X revelan que la mayoría de los halos son moderadamente elipsoidales. Esto implica que la escala temporal de colisiones entre materia oscura dentro del radio donde se encuentra aproximadamente la mitad de masa, debe ser más grandes que el *tiempo de Hubble*: una de las restricciones más fuertes en este modelo.

En este escenario, se considera un camino libre en el régimen intermedio, más largo que 1 kpc pero más pequeño que  $\sim 1$ Mpc. Partículas en este rango tienen

$1 - 10^3$  interacciones por tiempo de Hubble en el vecindario local, el cual es sobre denso por  $10^6$  relativo a la densidad promedio del Universo. En el radio virial de un halo galáctico típico, el cual es sobre denso por  $\sim 200$  veces la densidad media del Universo, las partículas típicas tienen menos de una colisión por tiempo de Hubble. De esta manera, cerca del radio virial los halos pueden tener velocidades elipsoidales anisotrópicas y por tanto serán triaxiales. Sin embargo, en la parte interna del halo de las galaxias la materia oscura colisiona, estas colisiones aumentan la entropía de la distribución del espacio fase de materia oscura y conducen a perfiles del halo menos profundos. La escala característica para el núcleo correspondería a una “profundidad óptica” de uno, “la fotosfera” de materia oscura.

Cuando el halo de una enana con baja dispersión de velocidades cae en uno más grande con mayor dispersión, la velocidad elevada de las partículas dispersará a las partículas de bajas velocidades. Después de la colisión, ninguna partícula podría estar ligada a una enana. Como la materia oscura se remueve lentamente, los halos de las enanas se expanden, esto hace al halo más vulnerable a las mareas y al calentamiento por choques. Este proceso evaporará lentamente toda la subestructura en halos más grandes, particularmente en los centros de galaxias, grupos y cúmulos. Esta evaporación de materia oscura protegerá a los discos de galaxias del calentamiento dinámico por colisiones con enanas en el halo, enanas con densidades centrales elevadas se evaporan mas lento.

Los halos de grandes galaxias (i.e.  $L^*$ ) que se mueven a través de grupos y cúmulos son menos propensos a la destrucción. Cuando un grupo de partículas de materia oscura golpea una galaxia de materia oscura, la probabilidad de que las partículas que reculen se escapen de la galaxia es significativamente menor que uno. Para secciones transversales cerca de los límites del rango sugerido, la mayoría de las colisiones toman lugar dentro de la mitad del radio de masa, donde la velocidad de escape del halo de una galaxia es comparable a la velocidad característica de reculeo, así varias colisiones no conducirán a grandes energías de reculeo suficientes para escapar.

Para el límite inferior del rango de la sección transversal, la probabilidad típica que una partícula experimente una colisión durante el tiempo de Hubble, se aproxima a la unidad solo para galaxias que caen en las profundidades del núcleo del cúmulo. Para el límite superior, las galaxias son opacas a la materia oscura y los productos son parecidos al experimentar múltiples colisiones dentro del halo de una galaxia masiva. Debido a las múltiples colisiones, los productos son poco prometedores a escaparse de la galaxia, la presencia de estas colisiones conducirá al transporte de energía dentro del halo de materia oscura, el cual eventualmente conduce al colapso del núcleo.

Se puede obtener un estimado del tiempo de colapso del núcleo por las simulaciones de Quinlan, Fokker-Plank [28] de la evolución de un cúmulo aislado

de partículas interactuantes con un perfil de densidad interior  $r^{-1}$  y un perfil exterior de  $r^{-3}$ .

Estos modelos tienen una inversión de temperatura en el núcleo y experimentan dos etapas del colapso del núcleo.

Durante la primera etapa, la región interna se expande, así el calor es transportado al interior, después de 0.1 tiempos de relajación de media masa, el 1% interno de la masa se ha desplazado del radio por un factor de 2, después de aproximadamente 3 tiempos de relajación de media masa, todo el sistema se colapsará al tiempo que el calor se transporta hacia el exterior del radio virial. Si se modela nuestra galaxia comenzando con un perfil de densidades correspondiente al ajuste de Navarro- Frenk - White [29] en los modelos de CDM con  $v_{200} = 225 \text{ km.s}^{-1}$ ,  $\Omega_0 = 0,3$ ,  $H_0 = 65 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  y un parámetro de concentración adimensional  $c=8$ , entonces la densidad dentro del radio de media masa es 300 veces menor que la densidad de materia oscura local, el camino libre medio de la partícula en este radio está entre 0.3 - 300 Mpc y el radio de la partícula está en el régimen débilmente interactuante.

Así, para nuestra galaxia, el tiempo de colapso del núcleo (aproximadamente 3 tiempos de relajación de media masa) es entre 4.5 - 6000 Giga años, o quizá significativamente mayor si el tiempo de la etapa de colapso se demora por la caída de un nuevo material. Para la mayoría de los parámetros en nuestro rango, el tiempo de colapso de nuestra galaxia excede el tiempo de vida del Universo. Como el camino libre medio de las partículas se aproxima al límite inferior (0.3 Mpc) o el límite superior (300 Mpc) al radio de media masa, estas estimaciones sugieren que una u otra condición no se satisface, métodos más exactos son necesarios para determinar el rango preciso. (Burket ha construido un código de N- cuerpos que simula las auto- interacciones y obtiene resultados consistentes con las estimaciones basadas en la aproximación Fokker- Planck)

## 6.2. Materia Oscura Tibia (WDM)

WDM asume que está compuesta de partículas de alrededor de  $\sim 1 \text{ keV}$  de masa (comparada con  $\sim 1 \text{ GeV}$  en CDM, o  $\sim 10 \text{ eV}$  en los modelos HDM). Las velocidades térmicas de las partículas causan relajaciones violentas en regiones sobre densas, suavizando las fluctuaciones a pequeña escala, guiando a una escala de corte pequeña en el espectro lineal de potencias. Además, las velocidades térmicas actúan de manera similar a la presión a baja masa e inhiben el crecimiento de perturbaciones. Un ejemplo de WDM son las partículas fermiónicas que se desacoplaron en el Universo temprano mientras eran relativistas y estaban en equilibrio térmico [30].

Para producir una contribución  $\Omega_X$  a la densidad crítica, la partícula requiere de una masa  $m_X$  que se determina por  $m_X n_X \propto \Omega_X h^2$ , donde el número de densidad  $n_X$  de las partículas de WDM sigue la elección de las velocidades promedio (r.m.s), esto produce una relación entre la masa de la partícula y la velocidad r.m.s. de dispersión.

$$v_{rms}(z) = 0,0437(1+z) \left( \frac{\Omega_X h^2}{0,15} \right)^{1/3} \left( \frac{g_X}{1,5} \right)^{-1/3} \left( \frac{m_X}{1keV} \right)^{-4/3} kms^{-1} \quad (6.4)$$

donde  $g_X$  es el número efectivo de grados de libertad de WDM. La escala de corte comovil  $R_c$ , donde las relajaciones violentas reducen en parte el espectro de potencias de los halos de CDM, y esta dada por

$$R_c = 0,226 \left( \frac{\Omega_X h^2}{0,15} \right)^{-0,14} \left( \frac{v_{rms,0}}{0,05km/s} \right)^{0,86} Mpc. \quad (6.5)$$

La longitud de escala  $R_c$  correspondiente a la masa característica  $M_c$

$$M_c = 1,74 \times 10^8 \left( \frac{\Omega_0 h^2}{0,15} \right) \left( \frac{R_c}{0,1Mpc} \right)^3 M_\odot. \quad (6.6)$$

Las predicciones de los modelos de WDM pueden diferir de CDM en escalas debajo de  $R_c$  o  $M_c$ . Además, esto es útil para definir una “masa efectiva de Jeans” para WDM:

$$M_j = 4,58 \times 10^8 \left( \frac{\Omega_X h^2}{0,15} \right)^{-1/2} \left( \frac{v_{rms,0}}{0,05km/s} \right)^3 \left( \frac{1+z_i}{3000} \right)^{3/2} M_\odot. \quad (6.7)$$

En simulaciones de una dimensión, se verificaron estas escalas usando simetría esférica. El crecimiento de perturbaciones en escalas debajo de  $M_j$  disminuye debido a la “presión” de WDM, sin embargo este efecto es irrelevante en la mayoría de las discusiones de los modelos de WDM a corrimientos al rojo mas bajos (debido a las pequñeces de  $M_j$ ).

### Recientes observaciones

Basado en argumentos analíticos, así como en simulaciones numéricas, partículas de WDM con una masa en el rango  $0,6keV < m_x < 1,5 keV$  pueden fuertemente suprimir el número de halos satélites de la Vía Láctea y producir una baja concentración en el halo para enanas y para galaxias del tamaño de la Vía Láctea.

Uno de los mayores éxitos del paradigma de CDM es la interpretación de la estadística de Ly $\alpha$ . Un análisis del espectro de potencias de Ly $\alpha$  a un corrimiento al rojo  $z \approx 3$  encuentra que los modelos de WDM con  $m_X < 0,75$  keV estropearían su éxito. Para resolver algunos problemas con CDM, necesariamente la masa debe ser disminuida, en simulaciones existentes para  $m_X > 0,6$  keV, la pendiente interior del perfil de densidad de galaxias de discos normales no aparece suficientemente plana para producir lo observado, sin embargo estas simulaciones aún no prueban las regiones internas relevantes.

Una situación similar surge con otros dos problemas de CDM. La solución del antiguo problema de momento angular en la formación de galaxias debe ser resuelto si “sub cúmulos”, en el halo de la protogalaxia son eliminados. Sin embargo WDM no suprime la subestructura del halo, la masa requerida de WDM se estima que es alrededor de 0.5 -0.8 keV [31]. Además, una simulación que artificialmente detiene el momento angular transferido entre el gas y el halo del subcumulo de DM revela que la distribución específica de momento angular aún contradice las observaciones. Finalmente, la ausencia de galaxias enanas en vacíos, una dificultad de CDM, se encuentra aliviada en una simulación a gran escala con  $m_x = 1,5$  keV en el modelo WDM[32].

### **Restricciones de la reionización.**

Como se mencionó anteriormente, el modelo de WDM reduce la abundancia de halos a altos corrimientos al rojo. Notamos que en general, las diferencias entre los modelos de WDM y CDM son amplificadas a altos corrimientos al rojo. En un estudio basado en la versión modificada de la teoría extendida de Press-Schechter, se han cuantificado las restricciones en las velocidades y masas de las partículas de WDM de la reionización, las principales características de estos modelos son las siguientes:

- El efecto de las velocidades de WDM en el crecimiento de las perturbaciones se incluye usando simetría esférica en simulaciones hidrodinámicas unidimensionales.
- Se asume que una fracción  $f_\star$  de bariones cambia de estrellas a halos con temperaturas del virial  $T_{vir} \geq 10^4 K$  (necesariamente para enfriamientos eficientes). Se asume que una función de masa inicial estelar Scalo (produciendo  $\approx 4000$  fotones ionizantes por barión) y que una fracción  $f_{esc}$  de fotones ionizantes escapan en el medio intergalactico; se parametrizan los modelos por el producto  $\epsilon_\star \equiv f_\star f_{esc}$  ( $= 0.01$  en el modelo estándar), consistente con la ionización de fondo inferida de la proximidad de efecto a un corrimiento al rojo  $z \approx 3$ .

### 6.3. Materia Oscura Auto- aniquilante (SADM)

Las aniquilaciones de partículas causan alteraciones a las propiedades de los halos de materia oscura.

Estas interacciones de partículas de CDM determinaran la dependencia de la magnitud y la velocidad de la sección transversal de aniquilación. Por ejemplo, para la aniquilación de ondas-s,  $\sigma_A|v|$  es independiente de la velocidad mientras que para la aniquilación de ondas-p,  $\sigma_A|v|$  es proporcional a  $v^2$ . Estas dos dependencias resultan en diferentes relaciones de escala entre la densidad del núcleo y la velocidad de dispersión del halo, las cuales pueden ser probadas por recientes observaciones.

Como se mostrará adelante, recientes datos para sistemas de dispersión de altas velocidades, tales como los cúmulos de galaxias a bajas velocidades de dispersión (como satélites galácticos) son consistentes con la misma densidad en el núcleo de alrededor de  $1 \text{ GeV}/\text{cm}^3 (= 0,026 M_\odot/\text{pc}^3)$ . Esta invarianza de escala puede ser explicada por la aniquilación de ondas-s con una sección transversal  $\sigma v \sim 10^{-29} (m/\text{GeV}) \text{cm}^2$ . Las restricciones cosmológicas y astrofísicas en CDM aniquilante apuntan a un candidato recientemente favorecido (axión, neutralino).

#### Halos de Materia Oscura Aniquilante.

Simulaciones numéricas de formación de estructura en el escenario de CDM, muestran que los halos de materia oscura (los cuales se forman en un amplio rango de masas) están bien ajustados con los llamados perfiles de densidad de la forma NFW. Esta forma tiene  $\rho \propto r^{-3}$  a grandes radios y en regiones internas con  $\rho \propto r^{-a}$  con  $a=1$ . Simulaciones recientes con alta resolución predicen picos mas pronunciados con  $\alpha \approx 1,5$ . Sin embargo, aquí se usará la teoría NFW por simplicidad.

Para ser precisos el perfil de densidad NFW es:

$$\rho(r = xr_s) = \rho_s x^{-1} (1+x)^{-2}, \quad (6.8)$$

donde el valor de  $\rho_s$  esta determinado por la densidad media del Universo al tiempo del colapso del halo. En la teoría CDM, objetos pequeños se colapsan primero, siguiendo después los más grandes. Además, existe una relación inversa entre  $\rho_s$  y el tamaño del halo. En la figura 6.1 se muestra la relación de escalamiento con el tamaño del halo representado por la velocidad de dispersión para el halo, estimada como  $\sigma_{vir} = \sqrt{GM_{vir}/2r_{vir}}$  donde  $r_{vir}$  es el radio del virial.

Así, aniquilaciones alteraran los perfiles del halo cerca del núcleo donde la

densidad de las partículas de materia oscura es mayor. La rapidez de aniquilación (por partícula)  $\Gamma = n \langle \sigma|v| \rangle$  depende de la velocidad de dispersión. Se parametriza la dependencia de la velocidad como  $\Gamma = (\rho/m)\sigma_A v^n$  ( $n=0$  para ondas-s ;  $n=2$  para ondas-p ), donde  $v$  es la velocidad de dispersión y  $m$  es la masa de las partículas de CDM.

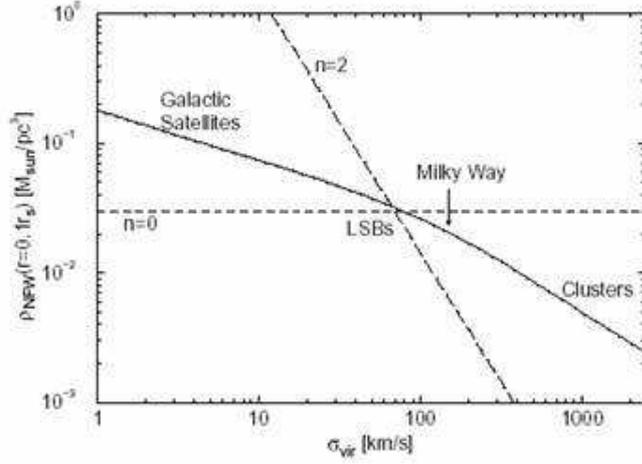


Figura 6.1: Estructura de Diversos objetos

La figura 6.1 muestra de manera cualitativa cómo la aniquilación afecta la estructura del núcleo de diferentes objetos. Las líneas de aniquilación dibujadas muestran si la aniquilación es importante en el halo NFW de radio  $0.1 r_s$  en diferentes tipos de objetos. Las líneas de aniquilación están normalizadas para suavizar los núcleos de las galaxias espirales de superficie de bajo brillo (LSB). En escalas de aniquilaciones, para  $n=0$  los cúmulos se mantienen inafectados a  $r \geq 0.1 r_s$ , mientras que los núcleos de LSBs y de objetos mas pequeños son dramáticamente suavizados. Para  $n=2$ , ocurre lo contrario, las observaciones que indican los perfiles NFW se ajustan bien a cúmulos. El caso de  $n=0.5$  es interesante debido a que la línea de aniquilación corre paralela a la línea de estructura (para  $\sigma_{\text{vir}} < 100 \text{km/s}$ ), implicando que todos los sistemas serán suavizados al mismo valor de  $r/r_s$  [33].

### Restricciones a la construcción del modelo.

Para que las aniquilaciones sean efectivas en los núcleos de las galaxias, la rapidez de aniquilación debe satisfacer la restricción:

$$\Gamma \sim \left( \frac{\rho}{\rho_{\text{LSB}}} \right) \left( \frac{v}{v_{\text{LSB}}} \right)^n H_0, \quad (6.9)$$

donde los subíndices LSB denotan los valores apropiados para una LSB típica y  $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1}$  es la rapidez de expansión presente en el Universo. Fuera de los objetos colapsados hoy en día, la densidad de CDM es mucho mas menor y las aniquilaciones no serán importantes para  $n \geq 0$ . La efectividad de aniquilación en el Universo temprano se mide por la rapidez de aniquilación ( $\Gamma$ ) dividida entre la rapidez de expansión ( $H$ ): donde  $\Gamma/H > 1$  las aniquilaciones son efectivas (y viceversa). Asumiendo que la velocidad de dispersión de las partículas de CDM pueden estar caracterizadas por la temperatura de la radiación de fondo y normalizando la sección transversal al valor deseado hoy, la dependencia de la temperatura de  $\Gamma/H$  es:

$$\frac{\Gamma}{H} \sim 10^9 \left( \frac{T}{\text{GeV}} \right) \left( \frac{T}{10^{-3} m} \right)^n \sqrt{\frac{T}{T + T_{ig}}}, \quad (6.10)$$

donde  $T_{ig} \sim 1 \text{ eV}$  es la temperatura en la igualdad de materia- radiación. Existen tres importantes puntos a hacer notar: (1) el gran coeficiente frente de la expresión (aniquilaciones en el Universo temprano son una consideración significativa), (2) para  $n = -1$ , la efectividad de aniquilación es desastrosa e independiente de la época. Y (3) para  $n > -1$  las aniquilaciones eran mas importantes en el pasado.

Datos observacionales sugieren que si los halos están hechos de partículas de CDM aniquilantes, sus secciones transversales de aniquilación estan caracterizadas por  $n < 1$ . Así que principalmente se enfocará en  $n > -1$ , donde el peligro de aniquilación es en el pasado  $\Gamma/H > 1$  para  $T > T_A$  o  $1 \text{ eV}$  para  $n=0$ . Para garantizar que las aniquilaciones tempranas no reducen las partículas de CDM a números insignificantes, estas deben estar protegidas en contra de la aniquilación en el Universo temprano, para esto se sugieren dos mecanismos; indudablemente existen otras posibilidades.

Primero, partículas de CDM se pueden producir después ( $T < T_A$ ) por los decaimientos de otras partículas masivas. Esto requiere un largo tiempo de vida,  $t > t(T_A) \sim 10^5$  años, y la diferencia de masa entre las dos partículas debe ser demasiado pequeña para asegurar que los productos de los decaimientos relativistas radien en el Universo dominante.

La segunda manera de evitar la aniquilación catastrófica del Universo temprano es hacer que la masa de los productos de aniquilación sea dinámica. Por ejemplo, una transición de fase que toma lugar a  $T < T_A$  puede cambiar la aniquilación desde ser cinéticamente imposible a posible si la masa de los productos de aniquilación cae por debajo del umbral después de la transición de fase (o si la masa de la partícula CDM crece arriba del umbral). Una variante en esta disertación es desacoplando la partícula que produce la aniquilación a un campo escalar,  $\Phi$ , con  $\langle \Phi \rangle \neq 0$ . Como  $\langle \Phi \rangle$  disminuye a cero como resultado de restauración de simetría de la transición de fase, o como  $\langle \Phi \rangle$  se balancea

en el mínimo de su potencial, el producto de la masa de las partículas puede caer debajo del umbral, abriendo el nuevo canal de aniquilación a  $T < T_A$ .

Finalmente, los productos de aniquilación de CDM no deben incluir fotones debido a que su flujo de rayos  $\gamma$  se alejaría excesivamente de los límites observacionales. Por ejemplo para partículas CDM de 1 GeV, el flujo sería de alrededor de  $10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \text{ s}^{-1}$ , algunos diez ordenes de magnitud sobre la propagación observada del flujo de rayos  $\gamma$  a 1 GeV.

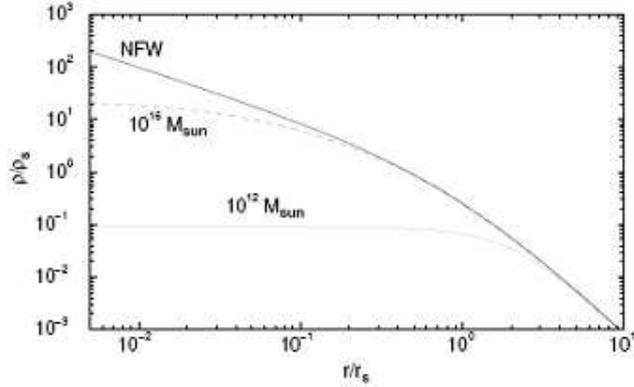


Figura 6.2: La curva sólida es el perfil de densidad NFW. Perfiles modificados por aniquilación son etiquetados por la masa del virial del halo:  $10^{16} M_{\odot}$  y  $10^{12} M_{\odot}$  [33].

Una predicción fuerte del escenario de aniquilación de las ondas-s es que los núcleos son más evidentes en halos de masa más pequeña, como puede verse en la figura 6.2.

Para satélites galácticos de  $10^8 M_{\odot}$ , el radio del núcleo que se produce por aniquilaciones es de alrededor de 1 kpc, el cual es casi el mismo que el radio de corte inducido por fuerzas de marea. La mayoría de los satélites galácticos tienen grandes velocidades de dispersión ( $\sim 10$  km/s) para su contenido estelar, el cual sugiere que están dominados por CDM. Si es así, sus velocidades internas de dispersión indican que  $\rho_{nucleo} = O(1 \text{ GeV}/\text{cm}^3)$ .

Van den Bosch recientemente ha afirmado que la mayoría de los datos de las curvas de rotación HI no tienen suficiente resolución espacial para poner restricciones significativas en las cúspides de los halos. Él identificó tres galaxias cercanas las cuales tienen suficiente resolución espacial - NGC 247, DDO 154 y NGC 3109 y encontró que  $0,55 < \alpha < 1,26$  para la LSB (NGC 247) y  $\alpha < 0,5$

para las otras dos, al 99.73% del nivel de confianza del valor. El escenario de aniquilación naturalmente explica esto debido a que los núcleos son más evidentes en sistemas de baja masa (Fig 6.2). Sin embargo, se debería notar que las barras de error en los datos de las velocidades rotacionales no son una completa descripción de la incertidumbre total y que la reevaluación debería guiar a límites menos estrictos en  $\alpha$ , así aliviarían las discrepancias entre las curvas de rotación de las enanas observadas y las predicciones de CDM. Para estimar la sección transversal se requiere de lograr una consistencia con las observaciones, se ajustaron las dos galaxias enanas identificadas arriba con el perfil del halo en la Eq. 6.11, un disco estelar delgado y el gas observado. Se encontró que  $\rho_A \approx 0,2M_\odot/pc^3$  resulta un buen ajuste de ambos (Fig 6.3). En ambos casos, las partes externas del halo (determinadas por  $\rho_s$  y  $r_s$ ) son consistentes con la teoría NFW.

$$\rho(r) = \rho_s [x(1+x)^2 + \rho_s/\rho_{nucleo}]^{-1}. \quad (6.11)$$

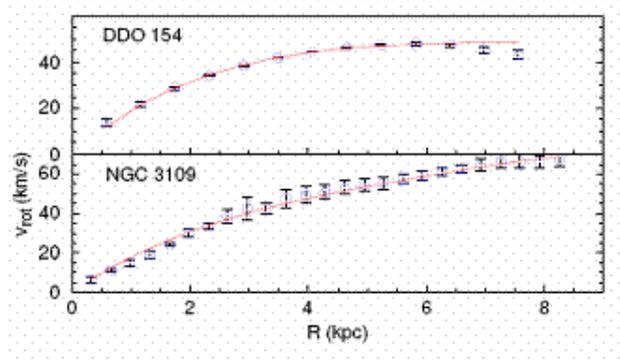


Figura 6.3: . La curva de rotación ajustada con  $\rho_A \approx 0,2M_\odot/pc^3$

## 6.4. Materia Oscura Difusa (FCD)

Aquí, se propone una solución que involucra solo partículas libres. Lo sorprendente es que las partículas deben ser extraordinariamente ligeras ( $m \sim 10^{-22}$  eV), así que su naturaleza ondulatoria se manifiesta en escalas astrofísicas. Bajo esta propuesta, halos de materia oscura son estables en escalas pequeñas por la misma razón que los átomos de hidrogeno son estables: el principio de incertidumbre en la mecánica ondulatoria. A estos candidatos los llamaremos materia oscura difusa (FDM). En las ecuaciones de movimiento se considera que la materia oscura esta compuesta de partículas ultraligeras  $m \ll 1eV$ , los números de ocupación en halos galácticos son demasiado elevados tales que la

materia oscura se comporta como un campo clásico que obedece la ecuación de onda

$$\nabla^2\Phi = m^2\Phi, \quad (6.12)$$

donde se ha puesto  $h=c=1$ . En escalas mucho mas grandes que la *longitud de Compton*  $m^{-1}$  pero mucho mas pequeñas que el horizonte de las partículas, uno puede desarrollar una aproximación Newtoniana a la interacción gravitacional fijada en las derivadas covariantes de las ecuaciones de campo y en una aproximación no relativista de la relación de dispersión. Es conveniente definir la función de onda  $\psi = Ae^{i\alpha}$ , con amplitud y fase del campo  $\phi = A\cos(mt - \alpha)$  la cual obedece:

$$i\left(\partial_t + \frac{3\dot{a}}{2a}\right)\psi = \left(-\frac{1}{2m}\nabla^2 + m\Psi\right)\psi, \quad (6.13)$$

donde  $\Psi$  es el potencial gravitacional Newtoniano. Para el fondo sin perturbación, el lado derecho desvanece y la densidad de energía en el campo es  $\rho = m^2|\psi|^2/2$ . En escalas de tiempo cortas comparadas con el tiempo de expansión, las ecuaciones de evolución están dadas por:

$$i\partial_t\psi = \left(-\frac{1}{2m}\nabla^2 + m\Psi\right)\psi, \quad \nabla^2\Psi = 4\pi G\delta\rho. \quad (6.14)$$

Asumiendo que la materia oscura contribuye con la densidad de energía, se tiene que  $\delta\rho = m^2\delta|\psi|^2/2$ . Esto, simplemente es la ecuación no lineal de Schrodinger para partículas auto gravitantes en un pozo de potencial. En la descripción de la partícula,  $\Psi$  es proporcional a la función de onda de cada partícula en el condensado.

*Escala Jeans/de Broglie.*- El análisis usual de Jeans nos dice que cuando la gravedad domina existe un crecimiento del tipo  $e^{\gamma t}$  donde  $\gamma^2 = 4\pi G\rho$ ; sin embargo, un campo libre oscila como  $e^{-iEt}$  o  $\gamma^2 = -(k^2/2m)^2$ , de hecho  $\gamma^2 = 4\pi G\rho - (k^2/2m)^2$  y por tanto existe una escala de Jeans

$$r_J = 55m_{22}^{-1/2} \left(\frac{\rho}{\rho_b}\right)^{-1/4} (\Omega_m h^2)^{-1/4} kpc, \quad (6.15)$$

debajo de la cual las perturbaciones son estables y arriba de la cual se comportan como CDM ordinaria. Aquí  $m_{22} = m/10^{-22}$  eV y  $\rho_b = 2,8 \times 10^{11} \Omega_m h^2 M_\odot Mpc^{-3}$  es la densidad de fondo. La escala de Jeans es el significado geométrico entre la escala dinámica y la escala de Compton como originalmente se muestra en una manera mas complicada.

La existencia de la escala de Jeans tiene una interpretación natural: esta es la longitud de onda de Broglie en el estado base de la partícula en un pozo de potencial. La estabilidad debajo de esta escala se garantiza por el principio

de incertidumbre: un incremento en el momento se opone a algún intento de confinar la partícula más lejana.

La escala física depende débilmente de la densidad, sin embargo en el halo de materia oscura  $\rho$  sería mucho más grande que la densidad de fondo  $\rho_b$ . Si se considera el perfil de densidad del halo de masa  $M \equiv (4\pi r_b^3)200\rho$  en términos del radio del virial  $r_b$  en simulaciones de CDM se encuentra [34]:

$$\rho(r, M) \sim \frac{200}{3} \frac{f\rho_b}{(cr/r_v)(1+cr/r_v)^2}, \quad (6.16)$$

donde  $f(c) = c^3/[\ln(1+c) - c/(1+c)]$  y el parámetro de concentración  $c$  dependen débilmente de la masa. Este perfil implica una cúspide  $r^{-1}$  para  $r < r_b/c$  la cual será alterada por la presencia de la escala de Jeans. Resolviendo para la escala de Jeans en el halo  $r_{Jh}$  como función de su masa, usando la densidad media dada por

$$r_{Jh} \sim 3,4 \left( \frac{c_{10}}{f_{10}} \right)^{1/3} m_{22}^{-2/3} M_{10}^{-1/9} (\Omega_m h^2)^{-2/9} kpc, \quad (6.17)$$

donde se ha escalado el factor dependiente de la masa al régimen de interés  $c_{10} = c/10$ ,  $f_{10} = f(c)/f(10)$ , y  $M_{10} = M/10^{10}M_\odot$ . Para el propósito de estimación, se asume  $r_{Jh} \ll r_v/c$ . La máxima velocidad circular entonces será más baja que la implicada por la Ec. 6.16. Halos más masivos tendrán un comportamiento en sus cúspides  $r^{-1}$  extendido de  $r = r_v/c$  debajo de  $r_{Jh}$ .

Este simple escalamiento muestra que la naturaleza ondulatoria de la materia oscura puede prevenir la formación de picos en escalas de kpc y la subestructura en los halos de materia oscura si  $m \sim 10^{-22}eV$ .

**Halos de baja masa.-** En el modelo de CDM, la abundancia de halos de baja masa es demasiado elevado cuando comparamos con la función de luminosidad de las galaxias enanas en el grupo local. Basado en escalamientos analíticos, Kamionkowski y Liddle [35] argumentan que el corte abrupto inicial en el espectro de potencias  $k = 4,5hMpc^{-1}$  debe resolver este problema. Así, el corte de FCDM a  $k \sim 4,5Mpc^{-1}$ , se produce si  $m \sim 10^{-22}eV$  es escogido para remover las cúspides a escalas de kpc, puede resolver muy bien el problema de la abundancia de halos de baja masa. Si las masas que se requieren actualmente coinciden en detalle pueden ser encontradas por simulaciones.

Simulaciones numéricas de CDM con un corte suave en el espectro de potencias confirman la estimación analítica pero sugieren que algo a escala mas grande puede ser necesario: una fracción de la potencia a  $k = 2hMpc^{-1}$  reduce la abundancia a  $z=3$  en halos  $10^{10}h^{-1}M_\odot$  por un factor de  $\sim 5$  y la abundancia de  $10^{11}h^{-1}M_\odot$  halos por un factor de  $\sim 3$ . Además, influencias astrofísicas tales como fotoionización en halos de galaxias enanas pueden haber prevenido el acumulamiento de mucho gas o estrellas.

Primeros objetos y la reionización - A un corrimiento al rojo elevado, el modelo de CDM predice que la formación de estrellas ocurre en halos de baja masa los cuales no están presentes en el modelo FCDM. En el modelo CDM la primera consideración de la formación de estrellas se cree que ocurre en objetos de baja masa  $\sim 10^5 M_\odot$  debido al enfriamiento del hidrogeno molecular. La consecuente destrucción del hidrogeno molecular implica que la masa de los objetos  $\geq 10^8 M_\odot$  (donde el enfriamiento atómico es posible) son responsables para la reionización. En este escenario si la escala de corte en la Ecn. 6.18 se utiliza para reducir la abundancia de halos con  $M < 10^9 M_\odot$ , la reionización puede ser demorada, y el número de galaxias detectables antes de la reionización se reduce por un factor de 5[34].

$$k_{1/2} \approx 4,5 m_{22}^{4/9} Mpc^{-1}. \quad (6.18)$$

**Halos.-** El efecto que tiene la escala de Jeans (de Broglie) en la estructura y abundancia de halos de baja masa es la mejor respuesta a través de las simulaciones. Para proveer algunas ideas a estos problemas, se concluye con simulaciones de los efectos en una dimensión, se resuelve la ecuación de onda (Ecn. 6.14) en un intervalo  $0 < x < L$  con condiciones a la frontera  $\Psi(0) = \Psi(L) = 0$ . A  $t=0$  la densidad de perturbación  $\delta\rho = \rho_0 \sin(\pi x/L) \gg \rho_b$ , con  $\Psi$  real. Se define la longitud de Jeans  $r_J$  por la Ecn. 6.15 con la densidad  $\rho_0$ , después se escoge una  $m$  específica para  $r_J/L$ . Esto es conveniente para definir la escala temporal dinámica  $t_{din} = (4\pi G\rho_0)^{-1/2}$ .

Para  $r_J \gg L$ , el campo del modelo no forma un halo gravitacional. Para  $r_J \sim L$  se forma un halo sujeto gravitacionalmente, pero la cúspide, la cual es claramente parecida en la simulación de CDM, no se observa (Fig. 9). Efectos de interferencia causan evolución continua en la escala dinámica del tiempo  $t_{din}$ . Sin embargo, la aceleración gravitacional es mucho mas suave, así que las trayectorias de las partículas de prueba (ejem. Materia visible) estarán menos afectadas por fuerzas de mareas.

Para  $r_J \ll L$ , la densidad calculada del campo sigue las simulaciones de CDM cuando suavizan sobre varias escalas. Esto es lo esperado debido a que en este límite la ecuación de Schrödinger puede ser resuelta en la aproximación de óptica geométrica. Sin embargo, características de interferencia localizadas en el espacio ( $\delta x \sim r_J$ ) al tiempo ( $\delta t < t_{din}$ ) son demasiado fuertes (del orden de 1). De nuevo estas características a pequeñas escalas hacen solo una pequeña contribución a la aceleración gravitacional.

## 6.5. Materia Oscura que Decae (DCM)

Para ilustrar el efecto de CDM decayendo, examinemos como se alterará el perfil del halo. Supongamos un halo de CDM puro (formado a algunos corrimientos al rojo  $z_{halo}$ ), que tiene un perfil de densidad NFW

$$\frac{\rho(r)}{\rho_{crit}} = \frac{\delta_c}{(r/r_c)(1+r/r_c)^2}, \quad (6.19)$$

con un parámetro de concentración inicial  $c_i \equiv r_{200,i}/r_{c,i}$ , donde  $r_{200}$  es el radio dentro del cual la densidad media es  $200\rho_{crit}$ ,  $r_c$  es el radio del “núcleo característico”, y  $\delta_c$  es la densidad característica (adimensional). Supongamos que una fracción,  $1 - y$ , de las partículas de CDM decaerán cerca de  $z=0$ . Se propone que el tiempo de vida de decaimiento  $t$  es mayor que  $t_0$  (la edad actual del universo) y para los periodos orbitales de las partículas dentro de  $r_{200}$  se puede asumir que el cambio en el potencial del halo debido al decaimiento de CDM es gradual resultando una expansión adiabática del halo. Para este ejemplo, se asume que el halo mantiene el perfil NFW durante la expansión. Se identifica la configuración “inicial” del halo (subíndice “i”) con la configuración del halo a  $z=0$  en el modelo canónico CDM, donde las partículas de CDM habrían sido estables, y la configuración “final” del halo (subíndice “f”) con la configuración del halo a  $z=0$  en el modelo DCDM.

Usando el teorema del virial, este puede mostrar que una partícula a un radio inicial  $r_i$  se moverá a  $r_f : r_f = r_i/y$ . El radio final del núcleo es por tanto

$$r_{c,f} = r_{c,i}/y \quad (6.20)$$

La masa dentro de  $r_{200,i}/y$  es  $yM_{200,i}$  alrededor de  $z=0$ , donde  $M_{200,i}$  es la masa inicial dentro de  $r_{200,i}$ , y la densidad final dentro de  $r_{200,i}/y$  es  $y^4\rho_{200}$ . Definiendo  $-\alpha$  como la pendiente efectiva del perfil de densidad a  $\sim r_{200}$ , se obtiene  $r_{200}$  aproximadamente:

$$r_{200,f} \approx y^{4/\alpha-1}r_{200,i}. \quad (6.21)$$

Otra forma de obtener  $r_{200,f}$  es usar la ecuación 6.19, directamente resolver para  $r'$  dentro del cual la densidad inicial es  $200y^{-4}\rho_{crit}$ . La ecuación resultante es  $w(1+c_iw)^2 = y^4(1+c_i)^2$ , donde  $w = r'/r_{200,i}$ . Usando  $y = 0,5$  y  $c_i = 30$  uno obtiene  $w=0.384$ , resultando en el radio virial final  $r_{200,f} = 0,777r_{200,i}$  (para  $y=0.5$ ), la cual da la ecuación (6.21) con  $\alpha = 2,9$  (consistente con la pendiente conocida de los halos cerca de  $r_{200}$ ). Para este propósito, simplemente se adopta  $\alpha = 3$  y se usa la forma analítica de la ecuación (6.21) para análisis subsecuentes. Combinando las ecuaciones (6.20 y 6.21) se obtiene:

$$c_f = y^{4/\alpha} c_i, \quad (6.22)$$

$y=0.5$  implica que  $c_i/c_f = 2,5$ . Por tanto la velocidad circular debida al halo de CDM es [36]

$$\left(\frac{V_c(r)}{V_{200}}\right)^2 = \frac{1}{x} \frac{\ln(1+cx) - (cx)/(1+cx)}{\ln(1+c) - c/(1+c)} \quad (6.23)$$

donde  $x \equiv r/r_{200} = r/cr_c.V_{200,f}$  y  $V_{200,i}$  están relacionadas por:

$$V_{200,f} = y^{4/\alpha-1} V_{200,i} \quad (6.24)$$

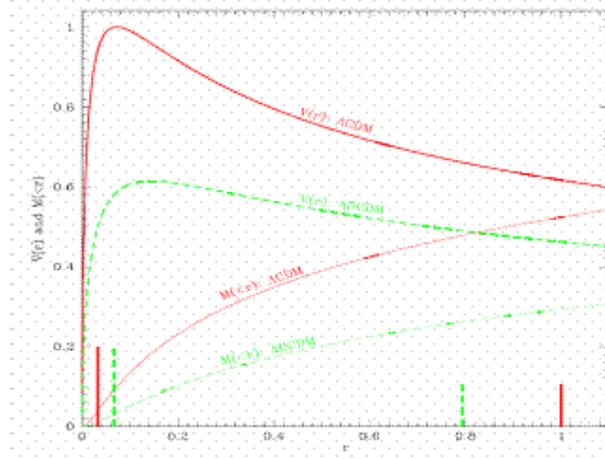


Figura 6.4: Curvas de rotación y los perfiles de masa para los halos iniciales y finales (con  $y=0.5$ ) [37]

Figura 6.4. La reducción en  $V_{max}$ ,  $c$  y la masa del halo, y el incremento en  $r_{max}$  en el modelo DCDM deberían alivianar la crisis de la concentración en el perfil de densidad. Por ejemplo, la masa de CDM dentro del círculo solar ( $\sim 0,1r_{200}$ ) será reducida por un factor de alrededor de 3.5, como se observa en la Figura 6.4. Pero para la Vía Láctea, así como para galaxias donde la masa de CDM no es dominante hoy, la reducción debería ser más pequeña, parecida en el rango 2-3, el cual tendrá el modelo en concordancia con las observaciones. Simulaciones detalladas incluyendo otros efectos importantes tales como fusiones y campos de marea debería proveer una respuesta más precisa. El efecto de partículas de CDM que decaen en la abundancia de galaxias enanas pequeñas es también favorable.

**DCDM en escalas Pequeñas** - Galaxias Enanas, Galaxias de Superficie de Bajo Brillo, Galaxias Oscuras.

En el modelo DCDM los halos de CDM se vuelven menos concentrados a bajos corrimientos al rojo. Es tentador conjeturar que las galaxias de CDM (la mayoría galaxias enanas) a moderados corrimientos al rojo llegan a ser galaxias de superficie de bajo brillo en el universo local (LSBGs). Se sugiere que a moderados corrimientos al rojo los objetos compactos azules débiles (FBOs) son dominados por galaxias enanas, y subsecuentemente se expanden y llegan a ser las LSBGs que se observan hoy[38].

Existen varias piezas de datos observacionales que juntos proveen la evidencia consistente con este escenario.

- Primero, el número de densidad de FBOs es consistente con las LSBGs locales.
- Segundo, la superficie de bajo brillo de las LSBGs es ligeramente de alrededor de 1.4 de magnitud (ejem. un factor de 4.4) mas debil que las galaxias de superficie de brillo elevado (HSBGs), lo cual es consistente con lo esperado para FBOs que tienen superficies de brillo elevado, y la expansión del tamaño por un factor de  $\sim 2$  solo da la diferencia de la magnitud indicada.
- Tercero, las LSBGs están débilmente agrupadas, en concordancia con FBOs.

### Implicaciones del modelo de DCDM

1. La forma del espectro de potencias en el modelo de DCDM es similar al modelo canónico CDM. Este, combinado con un factor de lento crecimiento lineal, un elevado  $\Gamma(\equiv \Omega_M h)$  efectivo y una elevada densidad de materia no relativista a altos corrimientos al rojo dice que el modelo de DCDM tiene mas potencia en todas las escalas a un alto corrimiento al rojo comparado al correspondiente modelo CDM. En escalas mayores, el modelo canónico CDM sobre predice la abundancia de cúmulos de altas temperaturas a  $z \sim 0,83$  por un factor de alrededor diez (Fig 6.4). El modelo DCDM debería tener mas cúmulos a un alto  $z$  sin embargo simulaciones detalladas son necesarias para cuantificar esto.
2. Galaxias a elevados corrimientos al rojo ( $z \geq 1,0 - 2,0$ ) se espera que sean mas pequeñas (en promedio) que las locales. En particular, debería haber un exceso en el numero de galaxias pequeñas a  $z \geq 1,0 - 2,0$ , el cual puede ser visto en el Hubble.
3. La distancia comovil de algún corrimiento al rojo es mas corta en el modelo DCDM que en el correspondiente modelo CDM, el cual disminuye las restricciones en  $\lambda_0$  impuestas por las lentes gravitacionales de las galaxias.

4. Las ULSBGs y DGs pueden hacer una contribución a  $\alpha\text{Ly}$  de nubes y al límite de los sistemas de  $\alpha\text{Ly}$  a bajos corrimientos al rojo, parecidos al grupo alrededor de grandes galaxias. Estos pueden proveer fuentes del tipo 1 en la población de nubes  $\alpha\text{Ly}$  a bajos corrimientos al rojo como propuso Bahcall (1996).
5. Es interesante ver si las partículas de  $\Lambda\text{CDM}$  tienen consecuencias en la dinámica de las estrellas en nuestra propia galaxia. Una estrella a distancia del centro-galáctico  $r$  tendrá una velocidad exterior extra  $v_r = r dM/M dt$  (este es llamado “termino K” dentro de la dinámica galáctica), el cual da  $v_r = 0,4(r/10\text{kpc})\text{km/s}$  para  $t = 1,44t_0$  (asumiendo que  $\Lambda\text{CDM}$  y la masa bariónica son iguales dentro de un radio relevante), son consistentes con las observaciones.

## 6.6. Materia Oscura Repulsiva

Una solución posible al problema de potencias a pequeñas escalas: un condensado Bose-Einstein de partículas de materia oscura, similares al axión, pero interactuando vía un potencial repulsivo de rango finito. Los núcleos tendrían un tamaño mínimo independiente de sus masas, y la materia oscura se comportaría como un superfluido. Tales partículas se presentan bastante naturalmente como cuantos de un campo escalar auto interactuante.

### Radio mínimo del núcleo de materia oscura

Supongamos que bosones no relativistas interactúan vía dos partículas con potencial  $U(r_2 - r_1)$  de rango finito. La energía potencial de tales  $N$  bosones con momento de estado de una sola partícula  $\Psi(r) = V^{-1/2}e^{ipr}$  en un volumen  $V$  es

$$W_N = \frac{N(N-1)}{2V} \tilde{U}(0) \equiv \frac{N(N-1)}{2V} \int dr' U(r') \quad (6.25)$$

donde  $\tilde{U}(p')$  es la transformada de Fourier de  $U(r')$ , cuyo rango se asume que es pequeño comparado con las dimensiones lineales de  $V$ . Microscópicamente, uno tiene gas politrópico adiabático de índice  $\gamma = 2$ ; en otras palabras, la presión esta relacionada a la densidad de masa  $\rho \approx mn$  por:

$$p = K\rho^2, \quad K = \tilde{U}(0)/2m^2. \quad (6.26)$$

Si el gas está auto gravitando, hay un bien conocido equilibrio esférico con el perfil de densidad[39]:

$$\rho(r) = \rho(0) \frac{\text{sen}(r/a)}{r/a}, \quad a = \sqrt{\frac{K}{2\pi G}}. \quad (6.27)$$

El radio de la esfera,  $\pi a$  es independiente de la densidad central  $\rho(0)$ , la cual determina la masa total,  $4\pi^2 a^3 \rho(0)$ . Si las partículas no están todas en el mismo estado de momento, entonces sus movimientos relativos hacen una contribución adicional a la presión, la cual permite que el halo tenga una ley de potencias del perfil de densidad fuera del núcleo. De hecho materia oscura axiónica usualmente se asume que sea un condensado Bose-Einstein como se considera aquí pero con interacción repulsiva, así las presiones que soportan los halos oscuros en el modelo se deben enteramente a los movimientos relativos.

La aproximación no relativista se rompe cuando la presión (6.26) es comparable con la densidad de masa en reposo. Esto sucede cuando  $\rho \approx c^2/Ga^2 \equiv \rho_{rel}$ . Si la materia oscura bosónica contribuye a la densidad total de masa en los presentes días, entonces la densidad de masa promedio es igual a  $\rho_{rel}$  a un corrimiento al rojo

$$1 + z_{rel} = \left( \frac{8\pi G \rho_{rel}}{3\Omega H_0^2} \right)^{1/3} \approx 2,1 \times 10^5 \Omega_{0,3}^{-1/3} h_{50}^{-2/3} r_{c,kpc}^{-2/3}, \quad (6.28)$$

donde  $\Omega \equiv \Omega/0,3$ ,  $h_{50} = H_0/(50 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$ , y  $r_{c,kpc} = r_{c,min}/kpc$ .

La interacción hace del gas un superfluido. Si una partícula se remueve del condensado de Bose-Einstein y se pone en un estado de partícula sola con momento  $p + q \neq p$  entonces la energía potencial esta dada por:

$$W_{N-1} + \frac{N-1}{V} \left( \tilde{U}(0) + \tilde{U}(q) \right) = W_N + \frac{N-1}{V} \tilde{U}(q). \quad (6.29)$$

El primer termino de la izquierda es la interacción de una partícula con las  $N-1$  partículas en el condensado, y el segundo es la interacción del condensado con las partículas extraídas; la pieza que involucra a  $\tilde{U}(q)$  es el intercambio de energía resultante de la simetrización de  $N$  funciones de onda. Aquí se asume que el rango de  $U(r)$  es suficientemente corto tal que  $\tilde{U}(q) \approx \tilde{U}(0)$ . La energía penada para remover una partícula del condensado es aproximadamente igual a la energía potencial por par de partículas  $n\tilde{U}(0)$ . Así la corriente del condensado pasa un obstáculo (un potencial externo) a velocidad  $v$ . Dispersar el condensado es imposible si la energía cinética por partícula es menor que la energía penada, por ejemplo si la velocidad relativa fuera:

$$v < \sqrt{2n\tilde{U}(0)/m} \equiv v_{crit}(n). \quad (6.30)$$

De manera similar, cuando dos condensados de densidad  $n_{1,2}$  y momento  $p_{1,2}$  fluyen a través de otros, ocurre disipación solo si  $|p_1 - p_2| \geq \sqrt{2}mv_{crit}(n_1 + n_2)$ . Esto nos dice que la manera de interactuar de dos flujos es a través de la energía de campo medio  $n_1 n_2 \tilde{U}(0)$  por unidad de volumen. En el interior, el núcleo esta soportado principalmente por interacciones repulsivas (Ecn. 6.27).  $V_{crit}$  es comparable con la velocidad del virial.

### Era relativista

Materia oscura con las propiedades descritas anteriormente surgen como cuantos de campos escalares  $\Phi$  relativistas auto interactuantes con una densidad lagrangiana

$$L = -\sqrt{-g} \left( \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\nu \Phi \partial_\nu \Phi + V(\Phi) \right). \quad (6.31)$$

Sin perdida de generalidad, el mínimo de  $V(\Phi)$  ocurre a  $\Phi = 0$ , y  $V(\Phi) = m^2 \Phi^2/2 +$  potencias superiores. Potenciales de la forma

$$V(\Phi) = \frac{1}{2} m^2 \Phi^2 + k \Phi^4 \quad (6.32)$$

son de particular interés, aunque uno debe agregar una constante  $V(0) = \Lambda/8\pi G$  que produce una constante cosmológica en el presente. En la teoría de perturbaciones, el orden mas bajo de la densidad de interacción de un estado  $|\Psi_N(0)\rangle$  consistiendo de  $N$  cuantos en reposo en un volumen  $V$ , en el espacio de Minkowski

$$\int_V d^3r \langle \Psi_N(0) | : k \Phi^4(r, t) : | \Psi_N(0) \rangle = \frac{6kN(N-1)}{(2m)^2 V} \quad (6.33)$$

y por tanto  $\tilde{U}(0) = 3k/m^2$ .

Métodos semi- clásicos dan el mismo resultado, el cual es importante debido a que estas no están restringidas a la teoría de perturbaciones. Así, si  $\Phi$  fuera una campo clásico espacialmente uniforme, entonces  $L$  puede ser considerado como el lagrangiano de un oscilador unidimensional con dependencia explicita vía la métrica  $g_{\mu\nu} \rightarrow \text{diag}(-1, a^2, a^2, a^2)$  en un Universo de Einstein-de Sitter, el momento conjugado de  $\Phi$  es  $\bar{\omega} = a^3 \dot{\Phi}$  y el Hamiltoniano es

$$H = \frac{\bar{\omega}^2}{2a^3} + a^3 V(\Phi) \quad (6.34)$$

y la acción en el oscilador esta dada por una integral sobre un ciclo completo

$$I = \frac{1}{2\pi} \oint \bar{\omega} d\Phi = \frac{a^3}{\pi\sqrt{2}} \oint \sqrt{a^{-3}H - V(\Phi)} d\Phi \quad (6.35)$$

Semiclasicamente,  $I$  se vuelve el número de cuantos por volumen comovil,  $na^3$ , mientras  $H$  llega a ser la energía por volumen comovil  $\rho a^3$ . (Aquí,  $\rho$  será la densidad de energía mn). La Ec. (6.35) se hace sensible solo cuando la frecuencia de oscilación  $\omega = (\partial H/\partial I)_a$  es mucho mas grande que la velocidad actual de expansión  $\frac{\dot{a}}{a}$ , en dicho caso  $I$  es un invariante adiabático y por tanto  $na^3$  se conserva. Por expansión directa de la cuadratura (6.35) del primer orden en  $k$  uno tiene

$$H = MI + \frac{3k}{2m^2 a^3} I^2 + O(k^2 I^3).$$

Por tanto

$$\rho = mn + \frac{3k}{2m^2} n^2 + O(k^2 n^3). \quad (6.36)$$

De acuerdo con los resultados para el régimen no relativista (pequeñas  $n$ ).

En el limite opuesto de grandes  $n$ , la cuadratura (6.35) esta dominada por  $\Phi \gg m/\sqrt{v}$ ; despreciando en termino de masa en  $V(\Phi)$ , uno tiene:

$$\rho \approx 1,377k^{1/3}n^{4/3}. \quad (6.37)$$

Si esta fuera un gas relativista no interactuante:  $p = \partial(\rho V)/\partial V = \rho/3$ . Ecn. (6.35) puede ser evaluada a una expresión exacta para  $n(\rho)$  en términos de integrales elípticas. Aquí se estima la masa  $m$  y el número de densidad promedio  $\bar{n}(z)$  de estos cuantos. De las Ecns. (6.27)&(6.36), se sigue que el radio mínimo del núcleo  $r_{c,min} = 3^a$  depende solamente de  $m^4/k$  y de constantes fundamentales, por tanto

$$mc^2 \approx 10,7k^{1/4}r_{c,kpc}^{-1/2}eV. \quad (6.38)$$

Aparte del acoplamiento adimensional  $k$ , este es el significado geométrico de la masa de Planck y la masa para la cual la longitud de onda es  $2\pi r_{c,min}$ . Además, si este tipo de materia oscura domina la densidad de masa hoy, entonces

$$\bar{n}(z) \approx 74k^{-1/4}r_{c,kpc}^{1/2}\Omega_{0,3}h_{50}^2(1+z)^3cm^{-3}. \quad (6.39)$$

Anteriormente el corrimiento al rojo (6.28) cuando las partículas seguían la ecuación relativista de estado (6.37), estas habrían contribuido a una fracción constante del total de la densidad de energía, equivalente a un aumento

$$\Delta N_\nu \approx 0,14r_{c,kpc}^{2/3}(\Omega_{0,3}h_{50}^2)^{4/3} \quad (6.40)$$

efectivo en el numero de neutrinos sin masa (asumiendo  $N_\nu \approx 3$ ), el cual es compatible con las restricciones de la núcleo síntesis primordial [40].

## Capítulo 7

# Determinando la naturaleza de la materia oscura

A primera vista, las alternativas concebibles a materia oscura fría sin colisión son tan numerosas que podría parecer imposible distinguir entre tantas, sin embargo, una de cada alternativa produce distintas modificaciones en pequeñas escalas que pueden ser probadas a través de observaciones astronómicas mejoradas y simulaciones numéricas. El universo local - los objetos pequeños que orbitan en las galaxias y los núcleos de galaxias- resultan ser nuevos laboratorios para examinar la naturaleza de la materia oscura.

Las predicciones de varias alternativas son distintas debido a sus modificaciones del panorama de fría y sin colisiones dependiendo de diferentes propiedades. SIDM o SADM solo afectan en halos cuando la rapidez de interacción crece por arriba de cierto valor umbral. La rapidez de interacción depende en la densidad de superficie de si la sección transversal es independiente de la velocidad, o de manera mas general, el producto de la sección transversal y la velocidad.

En todos los casos, el efecto de interacción es debido solo a pequeñas dispersiones que toman lugar dentro de la vida del universo. WDM, RDM o FDM proponen una característica en escalas de longitud debajo de la cual los halos de materia oscura son afectados. DDM tiene la característica de una escala en tiempo después de la cual los halos de materia oscura son afectados en todas las escalas de longitud para todas las densidades de superficie.

Las diversas opciones también alteran la historia de la formación de estructura comparada con el panorama de materia oscura fría sin colisiones en diferentes formas. SIDM mantiene la misma secuencia de formación de estructura pero cambia lentamente la distribución de materia oscura en regiones densas. SADM es similar, excepto que esta remueve del todo la materia oscura desde

regiones densas. Dependiendo de los detalles, RDM y FDM pueden o no afectar la secuencia de formación de estructura, cualquiera de las dos, pero estas aseguran que objetos a escalas más pequeñas son forzados a tener bajas densidades físicas.

DDM remueve materia oscura en todas las escalas comenzando después de un tiempo característico de decaimiento; mucha de la masa se pierde a través de los decaimientos, velocidades de agrupamiento más elevadas se requieren para corresponder las observaciones de los cúmulos masivos de galaxias y a otras propuestas. WDM demora el inicio de formación de estructura hasta que la materia oscura se enfría suficiente y se agrupa gravitacionalmente, inicialmente suprimen la formación de estructura de pequeña escala pero más tarde se crea por fragmentación de estructuras a gran escala.

A causa de estas diferencias, cada candidato distinto a materia oscura restringe y desafía. Si la sección transversal es demasiado grande, auto interacción (auto aniquilación) puede guiar a la evaporación de halos en los grupos de galaxias, en conflicto con las observaciones. Para WDM, la cual su formación de estructura es demorada, comparada con el panorama estándar, existe la evidencia de que galaxias tempranas y formación de estrellas proporcionan una fuerte restricción.

Del mismo modo, SADM podría destruir potencialmente todos los halos pequeños hechos en tiempos tempranos antes que ellos llegaran a ser sitios para nuevas galaxias pequeñas. Un logro para DDM es que esta parece requerir una producción mas elevada de cúmulos de densidad masiva en el universo temprano que lo observado a fin de obtener la correcta distribución de masa después de decaer.

Siendo cualitativas estas predicciones, simulaciones numéricas detalladas de cada caso son necesarias y nos urgiría que estas fuesen hechas en un futuro cercano. No estaríamos tan sorprendidos si alguna de las suposiciones de arriba fuera incorrecta cuando los cálculos sean hechos de manera mas precisa.

Primero consideremos la época a la cual los objetos de diferente masa se formaron en diferentes escenarios (Fig 7.1). Para dar las mismas estructuras hoy en día, objetos de una masa dada necesitaran formarse mas temprano en los escenarios de DDM y SADM como comparación de los escenarios estándares de CCDM y SIDM. Los objetos de baja masa se formaran mas tarde en al menos algunos escenarios de FDM y RDM, en el escenario de WDM se formaran mas tarde y solo por fragmentación de objetos mas masivos.

La existencia de galaxias de baja masa en tiempos tempranos proporcionará un importante diagnostico para distinguir las alternativas: las observaciones del WMAP favorecen a modelos, los cuales forman estructura a tiempos tempranos.

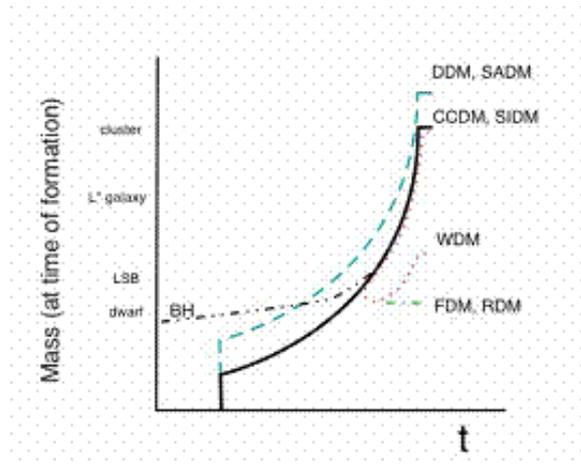


Figura 7.1: Tiempo de formación de estructuras como: enanas, Superficies de bajo brillo (LSB), galaxias ordinarias ( $L^*$ ) y cúmulos de galaxias, con diferentes modelos de materia oscura [16].

En la Fig 7.2 se presenta como varios halos pequeños así como grandes halos de materia oscura parecen existir. En los escenarios de WDM, FDM y RDM, pequeños objetos son sub abundantes comparados con los escenarios de CCDM, SIDM y SADM. Cálculos de WDM revelan que objetos hechos por fragmentación están presentes, pero a niveles menores.

Los halos pequeños pueden ser difíciles de observar directamente debido a que ellos pueden ser incapaces de retener demasiado gas que hace a las galaxias observables. Sin embargo estos halos pequeños de materia oscura pueden ser detectados a través de sus efectos gravitacionales, como lentes y otras interacciones dinámicas. Así, la Figura 7.2 refleja las condiciones históricas mostradas en la Figura 7.1 para permitir el estudio de objetos cercanos.

La estructura interna de los halos proporciona otra característica para distinguir un modelo de otro, así la Fig 7.3 refleja las condiciones históricas mostradas en la Fig. 1. En el modelo de CCDM, halos de baja se formaron tempranamente cuando el universo era mas denso, y por tanto son por si mismos mas densos que las estructuras formadas después, esto se muestra en la estructura interna. Este es un problema crítico, porque las partes mas internas de los halos de materia oscura se observan considerablemente menos densos que los esperados en el modelo estándar de CCDM. Para halos de materia oscura aislados, los cuales no contienen componentes barionicos, la evolución dinámica será cualitativamente similar a la de los cúmulos de estrellas.

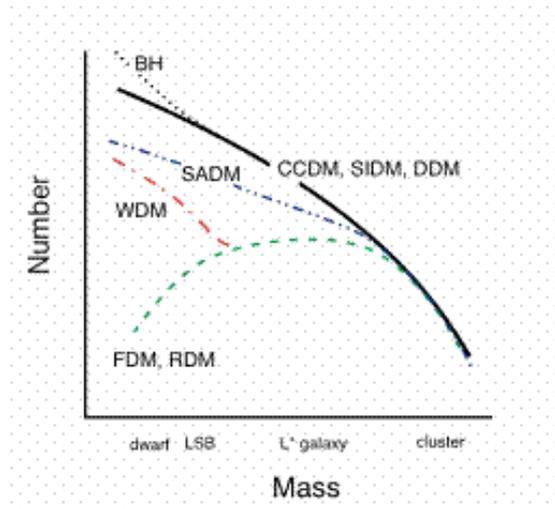


Figura 7.2: Demografía: como el numero de objetos de un tipo dado dependen de su masa (Como la observada hoy) para diferentes modelos de materia oscura [16].

Finalmente, examinemos los panoramas dentro de los cuales diferentes tipos de objetos podrían ser encontrados.

En el modelo estándar, halos de baja masa se distribuyen de manera mas uniforme que halos de masa mas elevada, así grandes vacíos se observan en las distribuciones de galaxias masivas que deben ser pobladas con halos de baja masa y quizá también con galaxias asociadas de baja masa. Hasta la fecha, estudios recientes no han encontrado tales galaxias, sin embargo todavía no se sabe si esto se debe a la ausencia de halos de baja masa en los vacíos, o simplemente porque no han podido hacer galaxias.

En el escenario WDM, los halos de baja masa son típicamente cercanos a las elevadas masas como las que se formaron por fragmentación de estructuras mayores. Para los escenarios SIDM, SADM, FDM y RDM, la abundancia de objetos de baja masa declinaran en las vecindades de las masas mas elevadas. En SIDM, esto será porque las interacciones calentaran los halos mas fríos de baja masa por colisiones directas entre partículas, y en los otros tres casos, se debe a que halos de baja masa tendrán baja densidad interna y será frágil, por lo tanto fácilmente se fragmentaran en encuentros de marea con sus hermanos mayores.

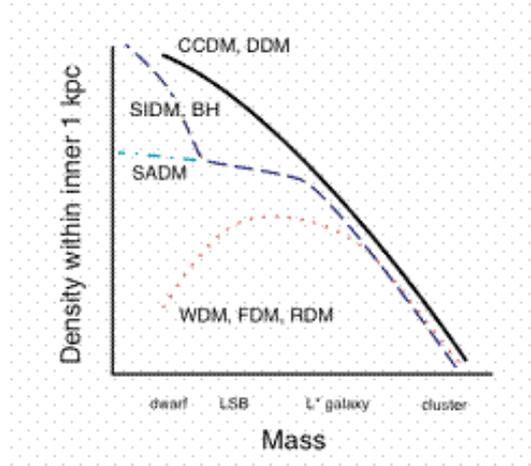


Figura 7.3: Estructura interna: cómo la densidad del interior de un kilo parsec depende de la masa del sistema para diferentes modelos de materia oscura [16].

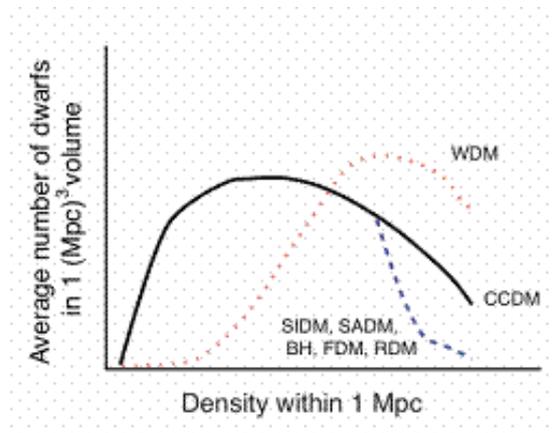


Figura 7.4: Panorama: cómo el número de enanas en  $(1Mpc)^3$  de volumen depende en la densidad promedio dentro de dicho volumen [16].

## Capítulo 8

# Conclusiones

La idea de que algún tipo de materia no-luminosa (desconocida) domine la química ordinaria de los elementos, fue abordada primero por Fritz Zwicky hace 72 años, ahora es la sabiduría más común de la estructura del Universo, y ha sido confirmada por varias líneas de evidencia. En escalas galácticas y cosmológicas, esta se manifiesta solo a través de interacciones gravitacionales con la materia ordinaria. Sin embargo, a escalas microscópicas, esta se puede manifestar a través de interacciones débiles y se espera ser detectada a bajas energía en los experimentos de física de partículas.

Al tratar de entender la materia oscura y la formación de estructura en la cosmología moderna, así como la física de partículas en los años 60s y 70s, surge como resultado un modelo estándar, el cual ha guiado a un gran progreso en la teoría y en la experimentación/observación.

Sin embargo este modelo aún no está completo, debido a que no se cuenta con alguna teoría que tenga todas las virtudes de CDM y además evite las fallas principalmente en los centros de las galaxias. Para varios propósitos, incluyendo sus distribuciones a grandes escalas, el modelo estándar de CDM es de gran uso, mientras que para pequeñas escalas existen sugerencias que nos ayudan a evitar posibles discrepancias en la teoría.

Existe una variedad de pistas diciéndonos que el mundo no puede ser tan simple como el modelo de CDM. Mientras que el modelo de CDM puede predecir correctamente observaciones hechas desde las escalas cosmológicas mayores bajando bruscamente hasta escalas galácticas y desde universos tempranos hasta la presente época, existen varias indicaciones que en escalas sub galácticas se predice que debería haber más materia oscura que la que es detectada gravitacionalmente. Simulaciones numéricas predicen que todas las galaxias deberían contener cúspides en los núcleos, donde la densidad de materia oscura crece repentinamente conforme el radio decrece, y la mayoría de las observaciones no

confirman esta predicción.

Se necesitan simulaciones y observaciones más precisas para confirmar si estas aparentes discrepancias son reales. Si es así, entonces existen varias sugerencias interesantes las cuales podrían predecir cúspides menores en el núcleo y, más importante, las predicciones de otras observaciones conducirían a usar las pruebas de panoramas variantes. Estos incluyen la historia de formación de los halos de materia oscura, la demografía (distribución de masa) de halos de baja masa, la detallada distribución de densidad interior de halos de galaxias y el medio ambiente dentro del cual diferentes tipos de objetos astronómicos son encontrados.

El modelo estándar de CDM no es la teoría fundamental, y por tanto la búsqueda de una mejor teoría está en desarrollo.

1. Materia oscura auto-interactuante fuertemente (SIDM): La materia oscura debe tener una sección transversal auto dispersante significativa  $\sigma$ , comparable a la sección transversal núcleo-núcleo. Entonces, en varios halos, grandes o pequeños, donde el número de partículas por unidad de área (densidad de superficie)  $\times \sigma$  es mucho mayor que la unidad, colisiones entre partículas de materia oscura dan una evolución compleja de la estructura. Durante las fases iniciales de este proceso, el cual es mayor que la edad presente del universo, las densidades centrales disminuyen de manera deseada debido a la dispersión de las partículas de materia oscura. También, dispersando los halos de pequeños cúmulos de materia oscura orbitando en estructuras más grandes, haciéndolos vulnerables a arrancamientos de marea y reduciendo su número
2. Materia oscura tibia (WDM): Materia oscura que puede surgir con una velocidad de dispersión pequeña (ej. A través del decaimiento de otras especies), la cual queda quizás con una velocidad de solo 100 m/s, pero la cual puede tener efectos significantes en estructuras de pequeña escala. Extrapolando en tiempo, esta velocidad aumentó hasta un valor suficiente para tener efectos significantes en estructuras de pequeña escala (desde que las partículas se mueven demasiado rápido en los cúmulos gravitacionales en estas escalas). Existen menos halos de pequeña masa y todos los halos tienen perfiles menos abruptos en sus partes internas del núcleo. También, debido a que la mayoría de los halos de más baja masa surgen por fragmentación de estructuras mayores en este panorama, estos se encuentran en regiones de alta densidad y los vacíos tienden a estar más vacíos en sistemas pequeños que en el escenario estándar de la materia oscura fría y sin colisiones.

3. Materia Oscura Repulsiva (RDM): La materia oscura puede consistir de condensados de bosones masivos con un potencial de corto rango. Las partes más interiores de los halos de materia oscura se comportarían como superfluidos y crearían menos cúspides en los perfiles de densidad.
  
4. Materia oscura difusa (FDM): Materia oscura puede tomar forma de partículas escalares ultraligeras, las cuales su longitud de onda de Compton (tamaño efectivo) es del tamaño del núcleo de una galaxia. Además, la materia oscura no puede estar concentrada en escalas más pequeñas, suavizando sus núcleos y reduciendo la estructura a pequeña escala.
  
5. Materia oscura auto aniquilante (SADM): Partículas de materia oscura en regiones densas pueden colisionar y aniquilarse, liberando radiación. Esto reduce la densidad en las regiones centrales de los cúmulos por dos razones: eliminación directa de partículas desde el centro y la re-expansión de los residuos como cúmulos que se ajustan a reducir la gravedad central.
  
6. Materia oscura que decae (DDM): Si la densidad temprana de los halos decae en partículas relativistas y remanentes de más baja masa, entonces las densidades del núcleo, las cuales se formaron tempranamente, son significativamente reducidas sin alterar estructuras de gran escala.

Mientras que todas estas ingeniosas sugerencias fueron diseñadas para reducir las densidades centrales de los halos de materia oscura, ellas lograron terminar en diferentes formas, y deberían tener diferentes marcas observacionales. Estas proveen formas de clasificar las alternativas e idear pruebas que nos capacitarían para eliminar algunas de estas alternativas y más adelante restringir las restantes.

Aquí se ha esbozado los tipos de pruebas astronómicas que podrían ser hechos en una estrecha búsqueda. Por ejemplo, puede ser que nuestra idea de una sola componente sea simplista.

Algunas observaciones o cálculos serán hechos de tal manera que reorienten nuestras investigaciones y, si esto sucede como ha sucedido a menudo en el pasado, nos podremos dar cuenta de que la evidencia importante ha estado, por décadas, sentada frente a nosotros sin reconocerla.

Cualquiera que sea la Materia Oscura, esta es la fuente dominante de las fuerzas gravitacionales en el universo; por tanto debe ser, al menos parcialmente, responsable de la estructura que observamos hoy en día en el Universo.

# Apéndice A

## Glosario

**Barión.** Partícula que tiene interacción fuerte, nuclear. En el átomo estas partículas son los nucleones (partículas formadas por neutrones y protones).

**Bosón.** Partícula con espín entero (No obedecen el principio de exclusión de Pauli).

**Curvas de rotación.** Gráfica de las velocidades tangenciales de un sistema de muchos cuerpos girando en torno a sí mismos.

**Densidad Crítica.** Densidad límite entre un Universo que se recolapsa y otro que se expande (Geometría del Universo: Plana).

**Enanas blanca.** Estrella sin más combustible atómico para seguir iluminando, menor a 1.4 masas solares.

**Espectro angular de potencias.** Es la gráfica que muestra el número de fluctuaciones de millonésimas de grado Kelvin en la radiación de fondo del Universo para cada tamaño de la fluctuación.

**Estrellas de neutrones.** Estrella colapsada que detiene su colapso debido al efecto del principio de incertidumbre entre sus neutrones. A estas estrellas también se les llama pulsares.

**Galaxia Barrada.** Galaxia espiral que tiene una estructura tipo “barra”.

**Galaxia LSB.** Low Surface Brightness. Galaxia de bajo brillo superficial. Son galaxias que casi no contienen materia luminosa y que, probablemente, están hechas exclusivamente de materia oscura.

**Halo.** Región que rodea a un objeto, el halo galáctico rodea a la galaxia pero es invisible.

**Horizonte de Hubble.** Denota la distancia máxima que pudo haber viajado una señal emitida durante el Big Bang

**Hoyo negro.** Cuerpo en el que la fuerza gravitatoria es tan intensa que no permite que nada, ni la luz, salga de él.

**Lentes Gravitacionales.** Efecto causado en una fuente luminosa debido a un objeto con un campo gravitacional que se interpone entre la fuente y el observador.

**Masa efectiva de Jeans.** Cantidad de masa que supera cierto umbral de tal manera que el colapso se hace inevitable.

**Materia oscura caliente.** Materia oscura que, al desprenderse de su interacción con el resto de la materia, era tan caliente que se movía a velocidades cercanas a la de la luz.

**Materia oscura fría.** Materia oscura que, al desprenderse de su interacción con el resto de la materia, era suficientemente fría para poder moverse a velocidades lejanas a la de la luz.

**Materia oscura tibia.** Materia oscura intermedia entre materia oscura fría y materia oscura caliente.

**Microlenticulación.** Efecto de lente gravitacional causado por un objeto pequeño.

**Ondas-p.** Ondas Longitudinales o compresionales.

**Ondas-s.** Ondas Transversales o de corte.

**Quintessence.** Tipo de materia hipotética que pretende resolver el problema de la energía oscura, alternativo a la constante cosmológica.

**Radio virial.** Está definido tal que la densidad media dentro de la esfera  $r_{vir}$  es 200 veces la densidad media presente en el Universo.

# Bibliografía

- [1] Tonatiuh Matos. Formación de Estructura en el Universo, Revista Mexicana de Física (2003)
- [2] Joel R. Primack. Status of Cold Dark Matter Cosmology, astro-ph/0205391 (2002)
- [3] F. Zwicky, ApJ 86. 217 (1933)
- [4] Vera C. Rubin and W. K. Ford, Astrophys. J 379 (1970)
- [5] Andrew Liddle. An Introduction to modern cosmology. Edit Wiley
- [6] Professor Christopher Stubbs University of Washington. WIMPs versus MACHOS: What's the Matter?
- [7] <http://www.fis.cinvestav.mx/xamador/Artikelvetenskapen/obscura.htm>
- [8] W.L. Freedman. Determination of cosmological parameters, astro-ph/9905222 (1999)
- [9] Michael S. Turner. Dark Matter and Energy in the Universe, astro-ph/9901109 (1999)
- [10] Joel R. Primack. The Nature of Dark Matter, astro-ph/012255 (1995)
- [11] Michael S. Turner, NASA/Fermilab Astrophysics Center. Cosmology Update 1998 astro-ph/9901168 (1998)
- [12] Mordehai Milgrom. MOND-theoretical aspects, astro-ph/0207231 (2002)
- [13] Manoj Kaplinghat and Michael Turner. How Cold Dark Matter Theory Explains Milgrom's Law, astro-ph/0107284 Mordehai Milgrom astro-ph/0207231 (2002)
- [14] Daniel J. Mortlock and Edwin L. Turner. Gravitational lensing in modified Newtonian dynamics astro-ph/0106100 (2001)
- [15] F Javier Sanchez Salcedo Instituto de Astronomía UNAM. Materia Oscura, Galaxias y Campos Magnéticos.

- [16] Jeremiah P. Ostriker and Paul Steinhardt. New light on Dark matter, Science vol 300 20 June 2003
- [17] <http://universe.nasa.gov/press/2003/030521b.html>
- [18] On the nature of dark matter. Tonatiuh Matos, L. Arturo Ureña-López astro-ph/0406194 (2004)
- [19] Nobuchika Okada. The Effect of Extra Dimension on Dark Matter hep-ph/0409170 (2004)
- [20] Shaaban Khail and Carlos Muñoz. The enigma of the Dark Matter, hep-ph/0110122 (2001)
- [21] Joakim Edsjö Copenhagen. Neutralino Dark Matter, June 19, 2001
- [22] J. A. Sellwood and A. Kosowsky. Does Dark Matter Exist? astro-ph/0009074 (2000)
- [23] Joel R. Primack. Summary talk: How serious are the problems faced by CDM: cusps, thin disks and halo substructure, astro-ph/0312549 (2003)
- [24] Kim Griest. The Nature of the Dark Matter, astro-ph/9510089 (1995)
- [25] E. Carlson, M.E. Machacek, L.J. Hall, ApJ 398, 43(1992)
- [26] A.A. de Laix, R.J. Scherrer, and R.K. Schaeffer, ApJ 452, 495 (1995).
- [27] David N. Spergel and Paul J. Steinhardt. Observational evidence for self-interacting cold dark matter, astro-ph/9909386 (2000)
- [28] G. Quinlan, New Astronomy, 1, 255 (1996).
- [29] J.F. Navarro, C.S. Frenk, S.D.M. White, ApJ, 462, 563 (1996).
- [30] Paul Bode and Jeremiah P. Ostriker, Neil Turok. Halo Formation in Warm Dark Matter Models astro-ph/0010389 (2001)
- [31] Sommer-Larsen, J. and Dolgov, astro-ph/9912166 (1999)
- [32] Bode, P. Ostriker, and Turok. Ap. J., subm. astro-ph/0010389 (2001)
- [33] Michael Turner, Lloyd Knox, Manoj Kaplinghat. Annihilating Cold Dark Matter astro-ph/0005210(2000)
- [34] Wayne Hu, Rennan Barkana , Andrei Gruzinov. Cold and Fuzzy Dark Matter astro-ph/0003365 (2000)
- [35] M. Kamionkowski and A. R. Liddle, Phys. Rev. Lett. 84, 4525 (2000).
- [36] Navarro, J.F., Frenk, C.S., White, S.D.M. 1997, ApJ, 490, 493
- [37] Decaying Cold Dark Matter Model Renyue Cen, astro-ph/0005206 v2 12 Oct 2000

- [38] Tyson, J.A. 1988, AJ, 96, 1
- [39] Chandrasekhar, S. 1939, An Introduction to the Study of Stellar Structure. (New York: Dover, reprinted 1967).
- [40] Olive, K. A. and Thomas, D. 1999, Generalized limits to the number of light particle degrees of freedom from big bang nucleosynthesis. *Astroparticle Physics*, 11 (4), 403-411.